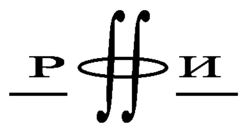
УДК 523.9
ББК 22.652
М74



*Издание осуществлено при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований по проекту 01-02-30006*

Могилевский Э.И. Фракталы на Солнце. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001. — 152 с. — ISBN 5-9221-0179-X.

Рассмотрен ряд явлений, связанных с дискретной структурой замагниченной плазмы («тонкой структуры») на Солнце на всех уровнях наблюдений. Показано, что в рамках магнитной гидродинамики непрерывных сред трудно понять природу основных явлений солнечной активности: вспышки и корональные выбросы масс, структурные особенности пятен и крупномасштабных магнитных полей. Рассматривается модель солнечной замагниченной плазмы, состоящая из маломасштабных самоподобных элементов (фракталов), самоорганизующихся в системы (кластеры) и макрообъекты, «в чем-то подобные» фракталам. Квазистационарные фрактальные структуры солнечной активности в нелинейной солнечной среде связаны с волновыми процессами — образованием солитонов и их активной ролью в солнечных вспышках. Процесс самоорганизованной критичности трактуется как процесс достижения энергетического минимума совокупностью фрактальных элементов.

Монография предназначена для научных работников, аспирантов и студентов старших курсов, которые специализируются в области физики Солнца и солнечной активности, а также солнечно-земной физики.

ISBN 5-9221-0179-X

© Э.И. Могилевский, 2001
© ФИЗМАТЛИТ, 2001

# Оглавление


СПИСОК СОКРАЩЕНИЙ . . . . . 4

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА . . . . . 6

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА . . . . . 8

ВВЕДЕНИЕ . . . . . 14

Глава I. МГД СПЛОШНОЙ СРЕДЫ И ПРОБЛЕМЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ . . . . . 19

Глава II. О ВОЗМОЖНОЙ ПРИРОДЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ СОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ . . . . . 52

Глава III. СИСТЕМЫ ФРАКТАЛЬНО-КЛАСТЕРНЫХ СТРУКТУР НА СОЛНЦЕ . . . . . 83

Глава IV. СТРУКТУРНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ФРАКТАЛЬНЫХ СРЕД (САМООРГАНИЗОВАННАЯ КРИТИЧНОСТЬ) . . . . . 116

Глава V. СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ СО СТРУКТУРНЫМИ ДИСКРЕТНЫМИ СОСТАВЛЯЮЩИМИ . . . . . 123

Глава VI. О ПЕРВИЧНЫХ ИСТОЧНИКАХ ЭНЕРГИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ . . . . . 133

ЗАКЛЮЧЕНИЕ . . . . . 139

ЛИТЕРАТУРА . . . . . 145

# СПИСОК СОКАЩЕНИЙ

КА — космический аппарат

Johkoh — японский КА для наблюдений Солнца в диапазоне мягкого рентгена

SOHO — американский КА для многоцелевых регулярных наблюдений Солнца

TRACE — американский КА для наблюдений с высоким пространственным разрешением Солнца с фильтрами в ультрафиолете

Mt. Wilson — американская солнечно-звездная горная обсерватория

МГГ — Международный геофизический год (Программа 1957—59 гг.)

КрАО — Крымская астрофизическая обсерватория

МГД — магнитная гидродинамика

СибИЗМИР — ныне «Институт солнечно-земной физики» (ИСЗФ) в Иркутске

АО — активная область на Солнце

МАС — Международный астрономический союз

MFT — Magnetic Flux Tubes — трубки магнитного поля

ДУФ — далекая ультрафиолетовая спектральная область излучения

КОРОНАС — Советский КА для комплексных наблюдений Солнца

СА — солнечная активность

ИКИ — Институт космических исследований Российской академии наук

ГАИШ — Государственный астрономический институт им. Штернберга МГУ

РФФИ — Российский фонд фундаментальных исследований

КВМ (CME) — корональные выбросы масс

Wind — американский спутник для измерения параметров солнечного ветра

GONG — Международная программа наземных гелиосейсмических измерений

КЗ — конвективная зона на Солнце

ЛЗ — зона лучистого переноса на Солнце

H$\alpha$ — спектральная линия водорода

БМП — бессиловое магнитное поле

ДГБ — движение типа Громеко–Бельтрами

ИПФ — интерферентно-поляризационный узкополосный светофильтр

CIV, FeXII b др. — спектральные линии ДУФ в спектре Солнца

ККСА — Крупномасштабный комплекс солнечной активности

ФИАН — Физический институт Академии наук

CD — солнечные данные (бюллетень)

ГАО — Главная астрономическая обсерватория (Пулково)

SGD — Solar Geophysical Date — ежемесячный информационный журнал солнечных наблюдений

КД — корональная дыра

СВ — солнечный ветер

ВСВ — высокоскоростной солнечный ветер

КМП — крупномасштабное магнитное поле

COSPAR — Международная организация по исследованиям в космосе

НИРФИ — Научно-исследовательский радиофизический институт (Н. Новгород)

# ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА

Монография профессора, заслуженного деятеля науки Российской Федерации Э.И. Могилевского — это одна из первых попыток рассказать о новом направлении в изучении маломасштабной (тонкой) структуры в солнечной замагниченной плазме на различных уровнях атмосферы и в подфотосферных слоях. Это новое направление в исследовании солнечных явлений широко разрабатывается в течение последних 30 лет. Особый интерес это направление работ в гелиофизике получило с достижением высокого пространственного разрешения солнечных изображений (включая измерения магнитного поля), которое удается получать на космических аппаратах (КА). Начиная с успешной работы на КА «Скайлэб», на котором удалось открыть и изучить корональные дыры, рентгеновские «точки», и др., и до настоящего времени, успешные комплексные наблюдения на КА «Johkoh», «SOHO», «TRACE» и др., находятся в центре внимания гелиофизиков. Среди наземных исследований проблемы тонкой структуры на Солнце следует отметить успешные наблюдения на стратосферной станции Пулковской обсерватории в начале 70-х годов. В это же время за рубежом и у нас начали бурно развиваться исследования нелинейных явлений в замагниченной плазме (в частности, в Институтах АН в Н. Новгороде, в Москве, С. Петербурге, Новосибирске) и оформилась междисциплинарная наука «Синергетика». С развитием работ по гелиосейсмологии (особенно на КА SOHO) удалось выявить ряд особенностей в стандартной модели Солнца и доказать, что структуризация охватывает все глубины на Солнце. Все это не могло пройти мимо работы гелиофизической лаборатории ИЗМИРАН, которой многие годы руководил Э.И. Могилевский.

В течение последних 25—30 лет автор монографии инициировал исследования ряда особенностей явлений солнечной активности с привлечением достижений физики нелинейных явлений в плазме, синергетики, фрактальной геометрии. Автор пытался показать, сколь полезны в изучении солнечных явлений понятия синергетики о структуризации физических сред, фракталах и солитонах. Это в полной мере нашло отражение в предлагаемой читателям монографии.

Следует отметить, что в среде гелиофизиков такие понятия, как солитоны и фракталы, а также возможности их применения к объяснению явлений на Солнце — не нашли еще должного внимания.

Автор монографии попытался показать, что трудности в понимании, например, солнечных вспышек в рамках магнитогидродинамики сплошных сред могут быть разрешены в рамках новых представлений о тонкой структуре замагниченной плазмы (фрактально-кластерных элементах), и синергетического подхода к наблюдаемой пространственно-временной структуризации замагниченной плазмы на Солнце.

Отметим, что если понятие о солитонах, как уединенных волновых колебаниях в нелинейной среде, которое широко развивалось в течение более полувека большим числом физиков, изучавших явления в нелинейных средах, то введенное Мандельбротом в 80-х годах понятие о фракталах, как исходных элементах геометрического понимания фрактального «шира», далеко еще не достигло нужной полноты. Понадобилось применить непопулярный раздел математики с дробными производными, чтобы перейти от фрактальной геометрии к фрактальной физике. Это отразилось и в монографии Э.И. Могилевского.

Многолетний опыт солнечника-наблюдателя помог автору найти достаточно убедительные экспериментальные доказательства реальности фрактальной структуры на Солнце. Вместе с тем, автор ввел в книгу ряд новых гипотез (например, о качественном подобии между фрактальным множеством, образованием фрактальных кластеров и квантовой механикой), которые потребуют дальнейшего развития. Связь с квантовой механикой такого нового направления как «самоорганизованная критичность», позволяет более глубоко понять общий смысл этих исследований не только для Солнца.

Книга не претендует на полноту обзора многочисленных работ в этой области в последние годы. Монография строится, в основном, на материалах исследований автора и его соавторов, которые выполнены за последние 25—30 лет. Такое ограничение, естественно, сократило объем монографии. Но это ограничение позволило более полно изложить историю и результаты исследований автора, что, возможно, оправдано для первой монографии в этой области.

доктор ф.-м. н. В.Н. Обридко

# ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА

Настоящая монография посвящена изучению тонкой структуры замагниченной плазмы на Солнце, образования и эволюции макроструктур явлений солнечной активности, состоящих из магнито-токовых маломасштабных элементов.

Автор более полувека занимается экспериментальным исследованием солнечной активности. Еще в конце 40-х годов прошедшего века нам стало ясно, что существовавшие в те годы классические представления о Солнце (см., например, книгу В.А. Амбарцумяна «Теоретическая астрофизика» 1939 и др.) недостаточны для понимания сложных явлений на Солнце. Необходим был учет токов (недоступных прямым измерениям на Солнце) и их магнитных полей. Еще в начале XX века в обсерватории Mt. Wilson впервые было измерено общее магнитное поле Солнца, а в 1913 г. — магнитные поля пятен по эффекту зеемановского расщепления магниточувствительных линий фотосферы. Затем в период 1917—24 гг. в той же обсерватории проводились регулярные измерения магнитных полей пятен (см. каталог обсерватории Mt. Wilson). И только после войны проявился интерес к анализу плазмы с магнитным полем (первые публикации Альфвена конца 40-х, и начала 50-х годов, которые стали нам знакомы позже из-за послевоенных условий). Необходимость изучения магнитного поля на Солнце заставила автора в весьма неподходящих условиях (отсутствие в ИЗМИР* большого солнечного телескопа и т.д.) построить вместе с соавторами в 1952—53 гг. первый солнечный фотоэлектрический магнитограф (Могилевский и др., 1954). Собранный нами из не совсем подходящих деталей и узлов горизонтальный телескоп и спектрограф автоколлимационного типа с тремя призмами (которые затем были заменены дифракционной решеткой, одной из первых, изготовленных в Государственном оптическом институте Ф.М. Герасимовым) был у нас первой установкой по магнитометрии Солнца. Смон-

---

* ИЗМИР перешел в систему Академии Наук СССР в 1959 г. С тех пор он стал именоваться ИЗМИРАН.

тированный модуляционный фотоэлектрический магнитограф позволил нам измерить впервые магнитное поле пятна и соседнего факела. Измерения магнитного поля производились по эффекту Зеемана путем сканирования по всему контуру магниточувствительной линии. Очевидно, что такая методика требовала относительно длительного удержания избранного участка изображения Солнца на входной щели спектрографа, что представляло большие трудности. И все же провести принципиально важные первые магнитометрические измерения магнитных полей на Солнце удалось. Очевидно, что систематические измерения магнитного поля требовали большого телескопа заводского изготовления с соответствующим спектрографом. Нам его с большим трудом удалось построить лишь к 60-м годам, когда и начались в ИЗМИРАН систематические экспериментальные исследования магнитных полей на Солнце. В течение вынужденного экспериментального «простоя» проводились лабораторные моделирования новых схем магнитографа, регулярные наблюдения хромосферных явлений на Солнце и визуальные измерения магнитных полей пятен, в частности, по программе Международного Геофизического года (МГГ) (1957–59). Эти материалы вошли в общий каталог по итогам МГГ. Впервые в это время был успешно проведен эксперимент по измерению магнитного поля в хромосфере (в протуберанце) с использованием интерферометра Фабри–Перо, а затем на магнитографе (Иошпа, 1968). В 1952 г. на обсерватории Mt. Wilson Бэбкоком был построен первый фотоэлектрический магнитограф, конструкцию которого (измерения одновременно в двух крыльях спектральной линии) впоследствии повторяли другие исследователи. Используя большой башенный телескоп, они смогли получить первые карты фотосферных полей. Спустя несколько лет после наших первых измерений магнитных полей, А.Б. Северный в Крымской Астрофизической обсерватории (КрАО) смог вместе с сотрудниками на новом башенном телескопе начать успешные измерения магнитных полей в активных областях. Вначале $\bar{B}_{\parallel}$, а затем и все компоненты (последовательно) вектора $\bar{B}$. Сотрудники ИЗМИРАН Б.А. Иошпа и В.Н. Обридко смогли в 1959–60 гг. впервые построить вектор-магнитограф с одновременным измерением всех компонент поля $\bar{B}$. В 50–70 гг. в КрАО,

ИЗМИРАН, а затем в Иркутске, в СибИЗМИР успешно проводились исследования магнитогидродинамики Солнца. Это, как нам кажется, побудило западных гелиофизиков также начать исследования магнетизма Солнца, используя большие солнечные телескопы. Отметим, что значимость всех этих пионерских работ стала очевидной, в частности, в связи с созданием большой группой физиков нового общего направления — Магнитной гидродинамики (МГД). Оно возникло в связи с работами по ядерному синтезу.

Детальные наблюдения магнитных полей в активных областях (АО) Солнца привели нас в конце 60-х годов к предположению о характерной маломасштабной структуре магнитного поля на Солнце. Результаты были опубликованы в 1968 г. на Будапештском симпозиуме Международного Астрономического союза (МАС), и, в более полном виде, на 5-й Консультации социалистических стран в Потсдаме (ГДР). Спустя три года за рубежом были получены подтверждения того, что больше 90% магнитного потока на Солнце сосредоточено в тонкоструктурных филаментарных магнитных трубках, названных в монографии Паркера (1982) магнитными трубками потока (magnetic flux tubes, MFT).

Новые возможности по изучению Солнца и его магнитного поля открылись при использовании солнечных приборов на американском обитаемом космическом аппарате КА «Skylab» в 1972—73 гг. На «Skylab» были впервые обнаружены, в мягком рентгене, корональные дыры, множество ярких рентгеновских точек и сложная структура активных областей (АО), состоящих из эмиссионных арок, указывающая на влияние магнитных полей на движение солнечной плазмы. В последние годы (с начала 90-х годов) весьма успешно проводятся исследования на японском КА «Johkoh» (мягкие х-лучи), и на американских КА SOHO, TRACE (в далеком ультрафиолете), магнитометрических и гелиосейсмологических параметров. На первой советской специальной солнечной автоматической станции «КОРОНАС» был установлен комплекс приборов: спектрогелиограф в далекой ультрафиолетовой области спектра, измеритель пятиминутных глобальных колебаний Солнца, серия приборов для измерения солнечных космических лучей, солнечного ветра. Анализ полученных результатов комплекс-

ных измерений на КОРОНАС существенно дополнил наблюдения Солнца, которые раньше ставились на других советских КА и на зондирующих ракетах. Полученные на этих КА уникальные материалы, которые теперь регулярно передаются по системе ИНТЕРНЕТ, широко используются гелиофизиками. Они существенно изменили наши представления о солнечных явлениях.

В начале 80-х годов XX века начало развиваться новое направление исследования систем различной природы, состоящих из маломасштабных составляющих (синергетика по терминологии Хакена, 1980; серии книг И. Пригожина и др.). А в 1982 году появилась основополагающая работа Мандельброта, который ввел понятие о взаимодействующих исходных самоподобных элементах, назвав их фракталами. Это послужило началом фрактальной геометрии. Синергетика рассматривала в общем виде закономерности образования и развития маломасштабных взаимодействующих составляющих, из которых образуются макроструктуры любой природы. В основополагающей работе Мандельброта впервые введено понятие о фрактальном множестве. По его определению, «фракталом называется структура, состоящая из частей, которые, в каком то смысле, подобны целому». Им же введено понятие фрактальной размерности Хаусдорфа—Безиковича, которая является численной характеристикой фрактального множества. Ниже мы неоднократно возвратимся к этим понятиям. А пока отметим, что синергетика, как и фрактальная геометрия, быстро завоевала всеобщее признание. Начиная с упомянутой работы в 1969 г., доложенной в Потсдаме, автор в течение всех последующих лет выступал с сообщениями на симпозиумах в Польше, Венгрии, ГДР (см. квазипериодический журнал «Phys. Solar terrestrial»), на конференциях в Пулково, Москве, Пущино, в Иркутске, и, конечно, у себя в ИЗМИРАН. В этих докладах мы пытались использовать новые направления (синергетику, фрактально-кластерный анализ, и т.д.) для понимания сложных явлений солнечной активности, которые не удавалось просто объяснить МГД сплошных сред. Синергетика и фрактальные множества разрабатывались в первые годы без приложения к астро и гелиофизике. Этап геометрического описания фракталов и сейчас превалирует над аналитическим подходом.

Позже мы к этому возвратимся. Но сейчас отметим, что синергетика и фрактальный анализ еще не заняли должного места в гелиофизике. Приходится преодолевать консерватизм и на материалах экспериментов (наблюдения Солнца) убеждать не только в полезности, но и необходимости использовать это новое направление исследований. Целью настоящей книги является, прежде всего, доказательство применимости этих новых направлений для понимания природы явлений солнечной активности. В основу настоящей книги положены переработанные прежние публикации автора и соавторов и работы последних лет, в которых сделана попытка использования положений синергетики и фрактального анализа для понимания явлений солнечной активности (СА).

Автору знакомы теоретические работы Л.М. Зеленого, А.В. Милованова, выполненные в Институте Космических Исследований (ИКИ), работы В.И. Абраменко и соавторов, выполненные в Крымской Астрофизической обсерватории, некоторые работы в ГАИШ, в Пулково, в Институте Солнечно-земной физики в Иркутске, и др. И, конечно, ряд работ по этой тематике, выполненных за рубежом. Но мы считали желательным в основном пользоваться работами, выполненными автором, часто с сотрудниками отдела физики Солнца В.Н. Обридко, Н.С. Шиловой, Б.А. Иошпой, Т.Н. Вальчук, и др. Особо я хочу поблагодарить моего соавтора ряда работ, Н.С. Шилову, за полезные обсуждения и помощь при подготовке книги; ряд иллюстраций солнечных событий, которые ею получены по ИНТЕРНЕТ, помещены в книге.

Эту книгу никак нельзя рассматривать как обобщающий обзор по фракталам на Солнце. Нужно учитывать, что фрактальный анализ широко используется сейчас в астрофизике (см., например обзор Perdang. Vistas Astron. 1990), геофизике, биофизике, социологии, экономике и т.д. За рубежом этому направлению исследований посвящаются статьи в специальных журналах и книгах (например, журнал «Chaos», серии книг издательства «Springer»), сборниках материалов конференций и т.д. Частично эти данные мы используем, оговаривая указанную специфику данной монографии. Только в последние годы начала развиваться аналитическая сторона фрактальной физики с использованием уравнений с дробными производ-

ными. Такие работы успешно ведутся в России в Казанском университете (Нигматулин и др.) и др. Но эти теоретические работы пока еще мало использовались гелиофизиками, за исключением работ Л.М. Зеленого и А.В. Милованова.

Автор благодарен своим соавторам в ИЗМИРАН и дирекции института, создавшим благоприятные условия для работы по этой тематике. Часть наших работ выполнена при финансовой поддержке РФФИ (ряд грантов за 1996–99 гг.), за что автор выражает РФФИ благодарность.

Насколько нам известно, эта книга является первой попыткой осветить перспективную проблему синергетики фракталов в приложении к солнечной активности. Ни в нашей стране, ни за рубежом, кроме множества отдельных работ по этой тематике, нет сколько-нибудь обобщающих книг по синергетике и фракталам на Солнце.

Автор благодарит Р.Е. Гершберга и Г.С. Иванова-Холодного, которые настоятельно советовали ему написать эту монографию.

# ВВЕДЕНИЕ

Солнце, будучи обыкновенной звездой спектрального класса G2V, естественно, исследовалось астрономами всеми доступными методами наиболее тщательно. С расширением возможностей (появлением новых методов, приборов) росли наши знания о Солнце как определяющем источнике энергии всего существующего на Земле. Долгие годы исследователи ограничивались систематическими наблюдениями солнечных пятен. Но, начиная с середины 19-го века, когда внезапно обнаружили солнечную вспышку (уярчение в окрестности большой группы пятен), вслед за которой началась большая геомагнитная буря, появились полярные сияния и т.д., возникла гипотеза о возможности, наряду с испусканием электромагнитных волн, корпускулярного излучения в широком энергетическом диапазоне. С открытием магнитного поля на Солнце по эффекту Зеемана — расщепления магниточувствительных спектральных линий (в начале 19 века) стало ясно, что недостаточно рассматривать Солнце как равновесный горячий газовый шар Эмдена. Но прошло почти полвека, пока было осознано, что электрические токи разного масштаба и их магнитные поля играют важную (если не определяющую) роль в появлении и развитии ряда локальных явлений солнечной активности в фотосфере, хромосфере и короне: пятнах, факелах, волокнах, протуберанцах, вспышках, корональных структурах, корональных выбросах масс и т.д.

Следует учесть, что для солнечной плазмы доступны только измерения магнитного поля, в отличие от наземной плазмы, где можно измерять как ток, так и магнитное поле. Многочисленные попытки прямых измерений тока (или разности потенциала) по уширению линий водорода (по эффекту Штарка) пока не дали определенного результата, т.к. контур спектральной линии определяется рядом трудно учитываемых факторов (турбулентность, разные скорости движения вещества на разных высотах и т.д.).

Со времени работ Sweet (1969), Сыроватского С.И. и др., появилась гипотеза о процессе магнитного пересоединения, как источника солнечных вспышек. Многочисленные гипотезы и наблюдения в течение почти полувека так и не привели к однозначному пониманию явления солнечных вспышек. В последние годы с появлением ряда космических аппаратов со спектральными, магнитными и др. приборами удалось накопить поистине огромный материал наблюдений, позволяющий широко обсуждать (но не получать пока однозначного решения) природу этого удивительного явления. Мы упомянули вспышку как одно из проявлений солнечной активности, явно отражающееся в магнитном поле Земли. В последние годы, с установкой на КА SOHO коронографов (C1, C2, C3) с внешним затмением, выявилось вспышечно-подобное явление корональных выбросов масс (корональный выброс масс (КВМ) или coronal mass ejection (CME)). Это явление отличалось от вспышек прежде всего значительно большей продолжительностью (1÷2 суток). По ряду феноменологических характеристик вспышки и CME оказались подобными (Могилевский Э.И., Обридко В.Н., Шилова Н.С., 1998). Это является аргументом в пользу их фрактальной природы, указывая на подобие (инвариантность) явлений разного масштаба. Такая же инвариантность различных явлений солнечной активности (активные области различных размеров и интенсивности, и др.), отличающихся по величине энергии и мощности явлений, указывает также на фрактально-кластерную природу явлений солнечной активности (СА) разного временного и пространственного масштаба. Мощный толчок к развитию исследований физической природы явлений солнечной активности, с учетом эффективной роли магнитных полей в 50—60-х годах был связан с быстрым развитием магнитной гидродинамики (МГД) в приложении к экспериментам по ядерному синтезу. Но проблема МГД в приложении к Солнцу оказалась, в сущности, гораздо сложнее прежде всего из-за наблюдаемой большой динамичности и сложности структур солнечных явлений разного масштаба (включая турбулентность, нелинейные явления и т.д.). Прямыми наблюдениями можно исследовать солнечную корону и хромосферу, особенно в последние годы с осуществлением проектов КА JOHKOH, SOHO, TRACE, WIND и др.

Исследования фотосферных явлений солнечной активности и крупномасштабных магнитных полей достигли высокого уровня пространственного и временного разрешения с применением магнитографов (в т.ч. вектор-магнитографов), и тахометров (измерителей скорости), установленных на усовершенствованных больших наземных солнечных телескопах и на борту КА.

Одним из важных результатов комплексных исследований фотосферы, хромосферы и короны явилось представление о тесной МГД связи явлений на разных высотах. Определяющим является фотосферное поле, как наиболее мощное. И, естественно, возникает вопрос о природе магнитного поля под фотосферой. Прорыв в этой области сделала гелиосейсмология, достигшая только за последние годы огромной точности при однородных длительных измерениях на КА (SOHO и др.) и при выполнении наземных сетевых программ GONG и др. Подфотосферные параметры определяются по данным распространения во всей подфотосферной среде низкочастотных ($\omega$ ~ 5-мин) звуковых колебаний. Эксперименты и методы анализа (в частности, решение обратных задач) в гелиосейсмологии во многом развивались на основе давно развитой сейсмологии Земли. Они достигли исключительно высокой точности. Но теоретическая сторона гелиосейсмологии пока не может объять и объяснить однозначно весь экспериментальный материал. В качестве примера укажем, что в теории гелиосейсмологии принимается, что отражение *p*-мод колебаний происходит полностью от фотосферы. Между тем часть энергии *p*-мод может туннелировать (проникать) из фотосферы в переходном слое, в хромосфере и короне.

Огромный и разнообразный материал о магнитных и динамических явлениях на Солнце требует применения новых нелинейных методов анализа, при которых иерархия солнечных явлений и глобальное Солнце рассматриваются как нелинейные динамические хаотические и стохастические системы разного масштаба. Процессы структуризации и эволюции солнечных явлений соответствуют закономерностям синергетики. Эта новая междисциплинарная наука призвана изучать процессы самоорганизации неравновесных энергетически открытых систем, состоящих из множества взаимодействующих исходных структурных элементов (Haken, 1983). Одной из ветвей

синергетики является фрактально-кластерный анализ (Feder, 1991), позволяющий понять образование макроструктурных систем, которые состоят из самоподобных микроструктурных исходных составляющих (фрактальные элементы множества).

Целью настоящей монографии является рассмотрение приложения синергетических принципов и фрактально-кластерного анализа к наблюдаемым локальным явлениям солнечной активности и попытка получить представление о глобальной структуре Солнца с учетом новых данных гелиосейсмологии, изучения наблюдаемых на разных уровнях (корона, хромосфера, фотосфера) явлений солнечной активности. При этом учитывается, что применение МГД сплошной среды в ряде случаев не всегда оправдано.

Современная литература по физике Солнца весьма обширна (Priest E.R. и др., 1981). Проблеме тонкой структуры магнитоплазмы, (т.е., если плотность магнитной энергии превалирует, $\varepsilon_{м} > \varepsilon_{кин} + \varepsilon_{тепл}$, где $\varepsilon_{м}$ — плотность магнитной энергии, $\varepsilon_{кин}$ и $\varepsilon_{тепл}$ — соответственно плотности кинетической и тепловой энергии), как нам представляется, уделяется достаточное внимание. Это условие ($\beta = \varepsilon_{к}/\varepsilon_{м} < 1$) реализуется в плазме хромосферы и короны. Между тем многочисленные сборники докладов на конференциях, которые посвящены тонкой структуре, при $\varepsilon_{м} < \varepsilon_{кин} + \varepsilon_{тепл}$, т.е. $\beta > 1$ (что может быть в фотосфере или под фотосферой, где формируется тонкая структура магнитного поля на Солнце), не проявляли должного интереса, когда $\varepsilon_{м}$ — относительно мало. Проблема образования «тонкой структуры» магнитного поля на Солнце вообще является, по-видимому, ведущей в физике Солнца. Например, Schroter E., Vazquez M., Wyller, 1987, и др. показали, что изучение тонкой структуры может быть ведущим в изучении природы, как солнечных явлений, так и общего понимания Солнца как звезды. Мы попытаемся, в пределах наших возможностей, показать, что это именно так.

Фракталы на Солнце — это совокупность (множество) своеобразных маломасштабных (размер $\leq 10^{7}$ см.) «кирпичиков» с собственными замкнутыми токами (магнитными полями), имеющих примечательные свойства образовывать характерные совокупности (кластеры). Из них образуются макроагрегаты — явления солнечной активности. В работе показано, что, ис-

пользуя характерные свойства фрактальных агрегатов, можно естественно объяснить наблюдаемые явления солнечной активности.

Книга состоит из введения и шести глав. В первой главе обсуждаются трудности МГД сплошной среды, в частности, в теории солнечных вспышек. Приводится солитонная гипотеза солнечных вспышек как пример альтернативного подхода в понимании вспышек с использованием идей тонкой структуры замагниченной плазмы. Солитоны возникают в турбулизованной замагниченной плазме при ячеечной конвекции в конвективной зоне Солнца.

Во второй главе рассматривается возможный механизм образования тороидальных фракталов и фрактальных кластеров. На основании наблюдений показано, что фрактальные агрегаты естественно объясняют ряд свойств пятен, комплексов пятен и активных областей, корональных дыр, активизацию волокон и свойства солнечного ветра.

В третьей главе рассматриваются свойства среды с образованием, распадом и диффузией фрактальных элементов. Показано, что в такой среде возникают условия самоорганизованной критичности.

В четвертой главе рассматриваются условия возникновения на Солнце характерного порогового состояния самоорганизованной критичности. Устойчивость такого состояния определяется статистической функцией распределения фракталов в пространстве и во времени. Такая функция является решением уравнения Фоккера–Планка.

В пятой главе показано, что наличие в солнечной плазме дискретных фрактальных элементов меняет ряд ее свойств, например, скорость диффузии, перенос энергии и т.д.

В шестой главе весьма кратко обсуждается проблема первичных источников энергии солнечной активности. Эта проблема имеет самостоятельное значение и еще мало изучена. Но ее обсуждение делает всю проблему фракталов на Солнце более полной.

В заключении подводятся итоги и высказываются предложения о дальнейшем развитии экспериментальных и теоретических работ по фрактальной геометрии солнечной активности. Приведен обширный список цитированной литературы.

# Глава I

## МГД СПЛОШНОЙ СРЕДЫ И ПРОБЛЕМЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Еще в 1979 г. Паркер в своей монографии «Космические магнитные поля» (русский перевод в 1982 г.) показал, что азимутальное магнитное поле в тонком слое у основания конвективной зоны, где реализуются условия эффекта $\alpha\omega$-динамо, состоит из тонкоструктурных филаментарных трубок с большой магнитной напряженностью (~$10^5$ Гс). Эти трубки, получившие название «магнитные трубки потока» (Magnetic Flux Tub's (MFT)), как показано в серии последних работ (Parker, 1999), всплывают и неравномерно рассеиваются по фотосфере в виде $\Omega$ — элементов, образующих активные области. Они переносят также часть тепловой (≥0,2%) энергии, которую мы фиксируем как изменение «солнечной постоянной» — глобального общего излучения (irradiance) Солнца. Эти MFT в подфотосферных слоях теоретически рассматривались рядом авторов Spruit (1979), Golub et al. (1980). Практически, даже при среднем пространственном разрешении, тонкоструктурные филаментарные магнитные структуры хорошо видны, например, в полутени пятен. В 1968−1969 гг. Могилевским и др. была предложена качественная модель пятна, состоящая из тонкоструктурных ($d \leq 700$ км $\geq 1''\div 0'',5$) MFT. Позже, такая модель пятна, разработанная Паркером, получила название «пятно-спагетти». Еще до нашей работы (1969), А.Б. Северный, измеряя с высоким разрешением магнитные поля пятен в Крымской Астрофизической обсерватории, обратил внимание на часто наблюдаемую тонкоструктурность поля пятна. Но лишь на Австралийском солнечном симпозиуме Международного Астрономического Союза (МАС) (1972) были приведены высококачественные магнитограммы фотосферы, на которых выделялись изолированные от пятен магнитные «точки» (MFT).

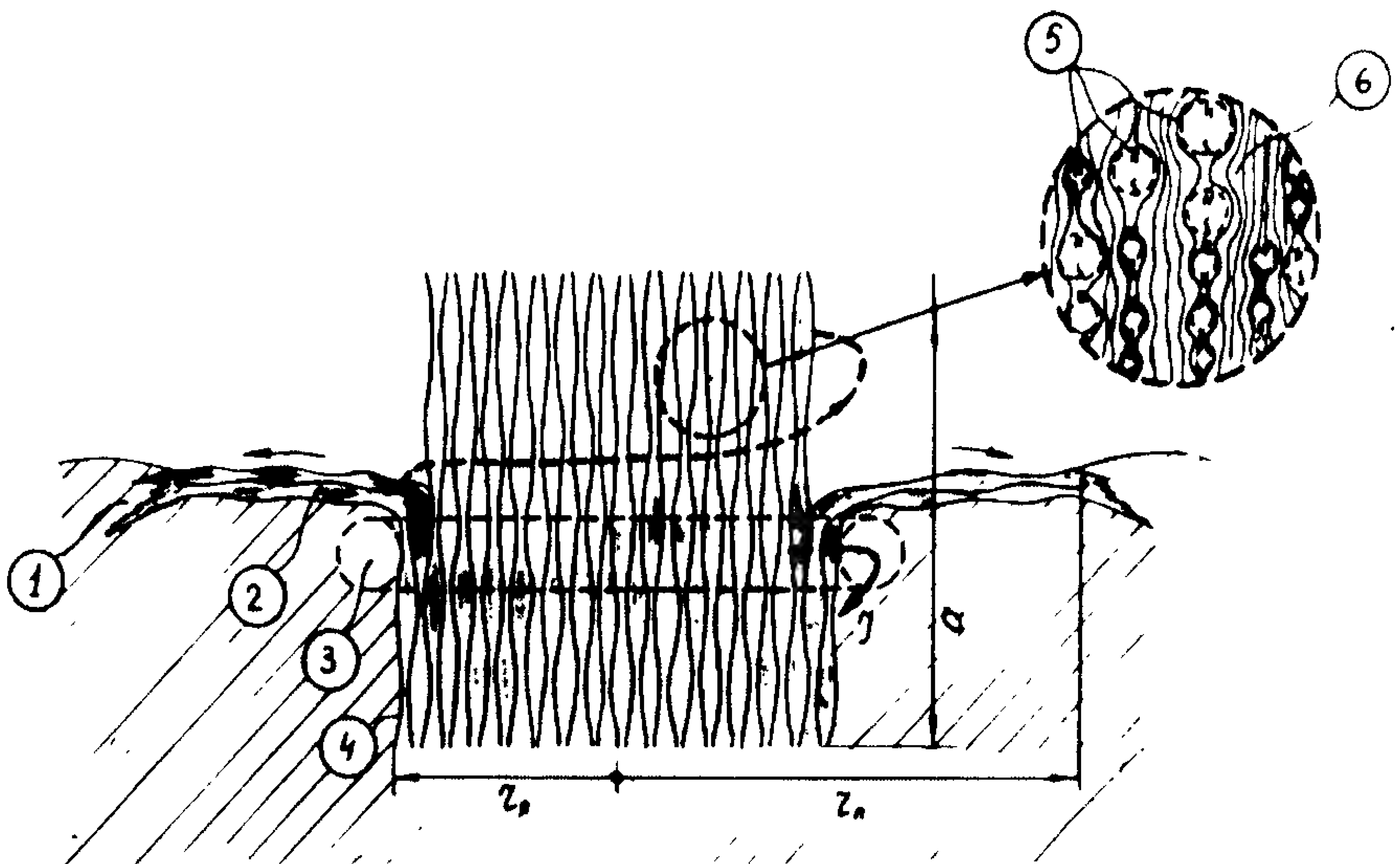



Рис. 1. Тонкая структура магнитного поля пятна.

Из статьи (Могилевский и др.) на симпозиуме МАС № 35, 1968 г., с. 217. Авторы впервые предложили считать, что магнитное поле пятна состоит из совокупности цепочек тонкоструктурных магнитотоковых элементов размером $\leq 10^7$ см.

Структурная схема магнитного поля пятна:
1 — фотосфера; 2 — полутень; 3 — возможный круговой ток вокруг тени; 4 — поле ядра; 5 — субгранулы конвективных ячеек; 6 — субгранулы, окружающие фоновое магнитное поле.

Яркие магнитные точки в факелах получили название «филигри». При полете в 1972–1973 гг. космического аппарата «Skylab» были обнаружены на всей поверхности Солнца маломасштабные ($\geq 2 \div 3''$) яркие рентгеновские точки.

Впоследствии оказалось (при совмещении рентгеновских снимков с высококачественными магнитограммами), что рентгеновские «точки», как правило, покрывают фотосферные, тесно расположенные, точечные магнитные поля *N* и *S* полярности (рис. 2). На симпозиуме МАС в Праге в 1975 г. Стенфло впервые представил обзор по MFT. Позже (1991, Solanky et al.) в энциклопедической книге «Solar interior and atmosphere» (1991) привели краткий, но содержательный обзор работ по MFT. Естественно, между этими отмеченными датами было множе-




Рис. 2. Копия магнитофильтрограммы продольного ($B_{||}$) магнитного поля на фотосфере одного из участков в окрестности АО в центральной зоне диска Солнца. Белый цвет — *N*-полярность; черный — *S*-полярность. Самые малые «магнитные точки» ≤ 1÷2″ образуют кластеры (совокупности) вокруг супергранул и ячеечную структуру биполярной АО.

ство экспериментальных и теоретических работ по этой тематике (см. обширную литературу в «Solar interior and atmosphere» ed. Cox A.N., Livingston T.C., Matthews M.S.).

Развитием нашей первой публикации в трудах Будапештского симпозиума в 1968 г. явилась работа (1969), в которой сделана попытка построить единую модель солнечной атмосферы в конвективной зоне Солнца (КЗ), состоящую из фоновой и дискретной (MFT) составляющих. Позже Обридко В.Н., вместе с Дашевским В.М., решили нелинейную задачу равновесия тонкоструктурного магнитного элемента в области лучистого равновесия. В частности, ими получен нижний предел сечения равновесной магнитной «трубки» ~ 70 км. Эти результаты легли в основу докторской диссертации В.Н. Обридко, и изданной им впоследствии одной из первых русских книг по тонкой структуре магнитного поля «Солнечные пятна и солнечная активность (СА)».

Большое число работ по MFT теоретического и экспериментального характера, в частности, использующих наблюдения в ИК-диапазоне, в 80–90 годах, было посвящено рассмотрению устойчивости, волновым процессам, энергопереносу в MFT. Представляют интерес сборник докладов и дискуссий на симпозиуме на Канарах «The role of fine-Scale magnetic fields on the structure of the solar atmosphere (ed. Schroter E., Vazquez M., Wyller A., 1987). Основное внимание в сборнике уделено явлению магнитоконвекции (ячеечной конвекции под фотосферой), при которой $\varepsilon_м \leq \varepsilon_{кин} + \varepsilon_{тепл}$ (по терминологии это не магнитоплазма!), волновым процессам переноса вещества и поля в MFT, связи магнитного поля с конвекцией в конвективной зоне (КЗ), структуре активных явлений на Солнце, и вопросам образования и распада MFT. Все рассмотренные вопросы решались в рамках классической МГД для сплошной среды. Подобное же рассмотрение тонкоструктурных элементов проведено в известной монографии E. Priest «Solar magnetohydrodynamics» (русский перевод 1985г). Модельные расчеты MFT ряда авторов выглядят вполне законченно, хотя детальные сопоставления с наблюдениями практически не проводились. Только в последние годы это стало возможным по высококачественным наблюдениям на КА «TRACE» Распределение термодинамических параметров (температура *T*, плотность *r*, давление *P* и др.) в пределах MFT требуют сверхвысокого пространственного разрешения, которое пока еще недоступно. Как усилить магнитную напряженность в MFT до

килогауссовых величин, которые наблюдаются в фотосфере, как вообще генерируются столь тонкоструктурные нитевидные устойчивые магнитные трубки при магнитоконвекции в конвективной зоне (КЗ), как образуются и эволюционируют активные области, пятна, волокна, корональные структуры (в атмосфере MFT становятся магнитоплазменными, т.е. $\varepsilon_м > \varepsilon_к$) — весь этот круг вопросов пока еще не решен в рамках МГД сплошной среды.

Чтобы обосновать необходимость нового подхода к проблеме солнечной плазмы с тонкоструктурными элементами (MFT), мы отметим некоторые трудности, которые возникают при рассмотрении солнечных явлений в рамках классической МГД. Прежде всего заметим, что плазма с MFT должна приобретать ряд новых свойств подобно тому, как меняются свойства жидкости с пузырьками (Островский, 1976). В соответствии с работой Хрипок А.Г. (1988) в несжимаемой жидкости энергетический спектр пузырьков квантован. Наименьшим уровнем в функции распределения по импульсам обладает сферически-симметричное движение стенок пузырька (Ландау—Лившиц, гидродинамика. М: «Наука», 1986). Квантуется и радиальное движение пузырьков, рассматриваемое как один из типов коллективных возбуждений, названных баблонами. Взаимодействия между баблонами связаны с радиальными пульсациями потенциала баблонов.

Как будет показано ниже, подобные же свойства имеет фрактальная среда. Эта аналогия с пузырьковой жидкостью не безосновательна. В MFT внешнее газовое давление $P_{внеш.} = P_{внутр.} + B^2/8\pi$, т.е. $P_{внеш.} > P_{внутр.}$ и MFT играет роль «пузырька». Это меняет свойства плазмы: коэффициент диффузии, подвижность, перенос энергии и поля и т.д. Как показано в работе Alexander S. Orbach R. I (1982 г.), во фрактальной среде возникают локализованные колебания на определенных частотах, получившие название — фрактоны (аналог баблонов в пузырьковой жидкости). Плотность распределения фрактонов по частотам имеет, в силу масштабной инвариантности, степенной вид. Это указывает на фрактальную структуру плазмы с MFT.

Новое направление в изучении фрактальных свойств связано уже с аналитическим подходом к фрактальной среде, вмес-

то обычного, идущего от Мандельброта (1982), геометрического анализа фрактальности. Колебательный аспект анализа фрактальной среды (Зосимов В.В., Лямшев Л.М., 1995) весьма перспективен. Но в приложении к солнечным явлениям имеются пока только первые работы (Зеленый Л.М., Милованов А.В., 1992, 1996), которые мы коротко рассмотрим ниже. Главная трудность в приложении этого нового подхода к солнечным явлениям — это отсутствие достаточно длительных и точных данных наблюдений спектров колебаний солнечных явлений, если не считать изучения 5-минутных собственных звуковых колебаний на Солнце, на результатах которых основана вся гелиосейсмология.

С началом регулярных наблюдений изображений в мягком рентгене на КА «Johkoh», в далеком УФ ($\lambda$ = 191 Å, 170 Å, 304 Å и т.д.) и на КА «SOHO» стало очевидным, что хромосфера, переходный слой (хромосфера/корона) и корона состоят из большого набора арочных (петельных) структур разного размера, это убедительно указывает на определяющую роль структуризованного магнитного поля, связанного с MFT фотосферы. Так что, даже при относительно малом числе MFT вне активных областей (с учетом ограниченного пространственного разрешения и низкой чувствительности магнитографов), влияние MFT на все свойства плазмы активных областей (АО) должно быть очень существенным.

Проиллюстрируем некоторые трудности МГД сплошной среды, возникающие при обсуждении природы солнечных вспышек, которым посвящено поистине множество работ. Стоит отметить, что эти же трудности имеют место при анализе ряда других явлений солнечной активности: корональные выбросы масс (Coronal Mass Ejection — *CME*), развитие АО, проблема нагрева короны, и т.д.

Как отмечалось выше, почти полвека тому назад, с большим энтузиазмом, была начата теоретическая разработка гипотезы о процессах магнитного пересоединения, как основного явления в АО, приводящего к комплексу явлений при солнечных вспышках. Солнечные вспышки проявляются в резком локальном уярчении плазмы в широком спектральном диапазоне от УФ до радиодиапазона, например, в виде двухленточных эмиссионных полос, ускорении частиц до энергии сол-

нечных космических лучей, выбросе плазменных облаков за пределы активных областей и т.д. Однако накопление материалов наблюдений поставило перед теоретиками ряд сложных вопросов, рассмотренных, в частности, в работе «Physics of the Sun» (ed. Sturrock P., Holzer T. et al. V. II, 1986).

Критический анализ трудностей теории вспышек сводится, в частности, к решению следующих вопросов:

а) Что приводит к всплыванию магнитного поля от фотосферы в хромосферу и корону, где происходит быстрое преобразование магнитной энергии в эмиссию вспышки? Динамические изменения на фотосферном уровне при вспышке невелики, а замеченные изменения «шира» (скрещивания) силовых линий вблизи линии смены магнитной полярности в АО не приводили к однозначным результатам: в ряде случаев шир при вспышке у линии смены полярностей уменьшается, что должно указывать на реализацию энергий токов. Однако отмечалось не мало случаев роста «шира» во время и после вспышки. Даже при высоком временном разрешении, практически не отмечалось в активных областях с пятнами, где происходили вспышки, изменения конвективных движений в фотосфере.

б) Какова скорость проникновения магнитного поля из фотосферы в высокопроводящую плазму хромосферы и короны? Движения MFT в фотосфере могут приводить к нелинейной турбулентности, что способствует «проталкиванию» (перколяции) магнитных полей и появлению тиринга неустойчивости MFT, т.е. конверсии магнитной энергии в кинетическую и тепловую энергии. Пространственная шкала этих процессов больше шкалы общего потока поля АО, необходимого для вспышки.

в) Где накапливается магнитная энергия вспышки? В короне? Речь идет о накоплении энергии $\geq 10^{30}-10^{31}$ эрг. Это требует роста напряженности поля до 400–500 Гс в большом объеме $\sim 6 \cdot 10^{28}$ см$^{-3}$. Магнитное давление в этом случае на 2–3 порядка больше окружающего давления корональной плазмы. Как удержать такой процесс накопления в ограниченном объеме до начала вспышки? Введение понятия бессилового магнитного поля (поле параллельно току), т.е. $[\bar{B} \times \mathrm{rot}\, \bar{B}]$ или $\mathrm{rot}\, \bar{B} = \bar{J} = \alpha \bar{B}$, где $\alpha$ = const (в простейшем случае) не решает вопроса. В работе Aly J.J. (1989) было показано, что предель-

ный рост энергии бессилового магнитного поля не может превосходить энергию потенциального поля в два раза. Это не решает вопроса о сохранении накопленной энергии в хромосфере и короне, необходимой для вспышек. Не ясен механизм быстрого (в пределах времени импульсной фазы вспышки) переноса и реализации накопленной в большом объеме магнитной энергии в короне в относительно небольшой по размерам области вспышки. Этот вопрос ставили еще в своей книге Каплан, Пикельнер и Цитович (1997). Они обратили внимание на то, что протекание плазмы с полем, энергия которого должна реализоваться за короткое время вспышки, проходит в узком токовом канале. Последний образуется противоположно направленными пересоединяющимися магнитными полями. Протекающая плазма с полем при этом должна достигать скорости $V \sim C$ (скорости света), что исключается. Различные рассмотренные механизмы, в т.ч. возбуждение ударной волны, аномальная трансформация $J_\perp$ ($J_\perp$ — ток поперек поля) при высоком отношении температур $T_\|/T_\perp$ ($T_\|$ и $T_\perp$ — соответственно вдоль и поперек поля), реализация токов в хромосферных петлях с возбуждением резистивного кинка и др. не приводили к пониманию наблюдаемых явлений. Отметим еще, что в работе (Kondrashov, et al, 1999), где рассмотрена трехмерная модель столкновений непрерывных MFT (обычно ограничивались плоским двумерным рассмотрением) показано, что магнитное пересоединение MFT с полем разного направления далеко не всегда происходит. В ряде случаев MFT могут либо деформироваться, либо проходят мимо друг друга без полного взаимодействия, и доля пересоединенных MFT составляет малую часть энергии от их общего магнитного потока. Рассмотрение вспышек требует построения трехмерной модели токов, или двойных слоев, и возбуждения аномального сопротивления. Но и в этом случае нет уверенности в успехе.

Проведенный разбор некоторых трудностей в понимании природы вспышек в рамках классической МГД еще не полный: для ряда вспышек имеет место смещенное на 0,5–1 часа последующее постэруптивное энерговыделение, при котором протоны могут ускоряться до энергии ≥ ГэВ (Гига электроновольт) (Черток, 1990). Перечисленные трудности, при разра-

ботках новой модели вспышек, могут быть, вероятно, как-то разрешены, если учесть дискретную тонкоструктурность замагниченной плазмы.

Указанные трудности возникают и тогда, когда мы пытаемся понять природу и эволюцию замагниченной турбулентной плазмы, и в других явлениях солнечной активности. При рассмотрении солнечных явлений, (даже с малым пространственным разрешением ($\geq 5''$)), во многих случаях применима схема МГД сплошной среды, если пытаться решать поставленные выше задачи с учетом дискретности плазмы.

Однако следует учесть, что > 90% магнитного потока на Солнце определяется тонкоструктурными элементами, и построение реалистической модели солнечных явлений с необходимостью должно учитывать свойства тонкоструктурных элементов (MFT) и изменения параметров плазмы (диффузия, проводимость, энергоперенос, вязкость и т.д.), содержащей тонкоструктурные элементы. Без этого трудно строить модель солнечных явлений активности, адекватную наблюдениям. В этой связи интересно отметить, что в турбулизованной плазме токового слоя вспышки, как показал Пустыльник (1997), возникает универсальный степенной спектр тонкоструктурных элементов, такой же как и спектр ускоренных, высокоэнергичных частиц. Это указывает на возникновение в турбулентной среде вспышки фрактальных элементов и фрактальности всей среды. Но дальнейшие теоретические модели требуют более полного изучения всего «сценария» подготовки и развития вспышек.

Сам процесс магнитного пересоединения вызывает иногда самые простые вопросы: в сложных пятнах «δ» магнитной конфигурации (т.е. в пятнах, где в одной полутени расположены поля *N* и *S* полярности) в прямом контакте длительное время находятся магнитные поля *N* и *S* полярности, что не вызывает магнитной аннигиляции даже во время динамических изменений пятен (в т.ч. при вспышках). Это указывает на то, что прямой контакт противоположно направленных магнитных полей недостаточен для магнитного пересоединения. Необходим внешний фактор (электрический ток в ортогональной плоскости контакта противоположных магнитных полей), приводящий к пересоединению. И неясно, как возникает такой

ток и получим ли мы при этом положительный выход энергии, которая превосходила бы энергию, затраченную на начало магнитного пересоединения.

Указанные выше трудности заставляют искать альтернативные гипотезы для солнечных вспышек. Так в нашей работе (1986) предложена гипотеза солитонной модели вспышки.

При любой модели солнечных вспышек первичные источники энергии должны быть связаны с подфотосферными слоями конвективной зоны (КЗ), т.к. магнитное поле, как источник энергии вспышек, не может генерироваться ни в хромосфере, ни в короне. Речь может идти о каком-то перераспределении поля в АО, об определенной структуре и динамике поля на фотосфере. Но и в динамике фотосферных процессов определяющую роль должны играть структурные образования АО под фотосферой (ячеечная конвекция, и т.д.). Следует также учесть, что сама вспышка (например, двухленточная) выглядит в виде сплошной ленты только при наблюдении в центре спектральной линии, например $H\alpha$. При наблюдениях в крыльях линий, с фильтром с узкой полосой пропускания, видны только отдельные узлы и «точки». Сплошное свечение лент вспышек — результат последующего перераспределения (рассеяние, возбуждение) излучения из указанных ярких «точек». Отметим, что даже при не очень высоком пространственном разрешении ($3 \div 5''$), наблюдаемое всплывающее новое магнитное поле (в т.ч. приводящее к вспышке) состоит из маломасштабных «точек» и «узелков», которые могут, в результате процесса структуризации, затем состыковываться, образуя пятна и элементы факелов («филигри») (Schmieder at al., 2000).

Таким образом, проблема первичных источников энергии вспышек и других нестационарных явлений (например, активизация и распад на части волокон) состоит в возможности построения модели всплывания из подфотосферы отдельных маломасштабных магнитных элементов магнитных трубок потока (MFT), или волновых пакетов MFT. Одной из форм такого процесса могут быть волновые возмущения в «щели» границ ячеечной конвекции подфотосферной замагниченной среды. В этом случае следует исходить из того, что в хромосфере и короне плазменный фактор $\beta = \varepsilon_{кин}/\varepsilon_{маг}$ ($\varepsilon$ — удельная плотность кинетической и магнитной энергии), как правило, мень-

ше, или много меньше, даже при самых минимальных значениях $\varepsilon_{маг}$. На подфотосферных уровнях плазменный фактор β резко растет от 1 до 20÷30 вблизи основания конвективной зоны (КЗ). Таким образом, всю возможную динамику магнитного поля определяют в КЗ (в отличие от солнечной атмосферы) конвективные движения турбулентной замагниченной плазмы. Магнитное поле следует за структурными потоками плазмы в конвективной зоне (КЗ). Наличие локальных и глобальных токов делает вероятным то, что магнитное поле в конвективной зоне бессиловое (БМП). Бессиловое поле это поле с током и минимальной энергией (так же, как и потенциальная энергия магнитного поля). По определению для бессилового магнитного поля (БМП) $\mathrm{rot}\,\bar{B} = \alpha \bar{B}$, где $\alpha = \mathrm{const}$ — линейный случай, или $\alpha = \alpha(r, t)$ — нелинейное БМП. К сожалению, многие авторы рассматривают бессиловое магнитное поле только при $\beta \ll 1$. Лишь в работах Schrinevasan, Tompson (1974) впервые подробно рассмотрен реальный случай БМП при $\beta > 1$. Оказалось, что БМП при $\beta > 1$ может существовать в стационарном случае, только если движение соответствует условию $\mathrm{rot}\,\bar{V} = \alpha \bar{V}$, ($\alpha = \mathrm{const}$ — линейный случай, $\alpha = \alpha(r, t)$ — нелинейный). В этом случае считается, что α одно и тоже, как для магнитного поля, так и для движений. Это движение типа Бельтрами. Отметим, что почти на два десятилетия раньше, такого типа движения исследовал профессор Казанского университета Громеко. Так что, справедливости ради, мы в дальнейшем будем называть такого рода движение движением Громеко–Бельтрами (ДГБ). Мы будем использовать условия несжимаемой жидкости, т.е. $\mathrm{grad}\,V = 0$. В среде с бессиловым магнитным полем движение Громеко–Бельтрами (БМП+ДГБ) в стационарном случае реализуется подобие взаимосвязанных движений плазмы и поля. Это справедливо в различных масштабах конвективных движений (ячеечная конвекция, крупномасштабные потоки и др.). На эту особенность мы обратили внимание еще в 1986 г., пытаясь рассмотреть вопрос о нелинейных волновых движениях в среде с бессиловым магнитным полем и движением Громеко–Бельтрами (БМП+ДГБ). Основной результат, который был получен — это возможность образования, распространения и всплытия МГД-солитонов: уединенных слабозатухающих волновых импульсов в плазме,

как возможных носителей энергии солнечных вспышек. Существует огромная литература о солитонах в различных средах. В зависимости от характера и природы возбуждающих сил и свойств среды, солитоны могут описываться, в основном, тремя типами уравнений: Картовега–де Вриза, нелинейным уравнением Шредингера и уравнением синус-Гордон (смотри, например, книгу Ланда П.С. «Нелинейные колебания и волны», 1997). Последние два уравнения нами не используются, т.к. они чаще относятся к случаям высокочастотных возмущений, которые в конвективной зоне (КЗ) на Солнце вряд ли встречаются.

Рассматриваемая ниже гипотеза, являясь альтернативой общепринятой модели вспышек, как следствия магнитного пересоединения, лишена тех трудностей, которые указаны выше. Отметим, что эту гипотезу мы (Гершберг Р.Е., Могилевский Э.И., Обридко В.Н., 1987) пытались использовать для объяснения мощных вспышек на звездах типа UV-Кита. Сразу же подчеркнем, что энергия вспышек на этих холодных карликовых звездах на 3÷4 порядка превосходит энергию вспышек на Солнце. Справедливость одного и того же объяснения следует рассматривать как доказательство фрактальности плазмы с полем в этих звездах и на Солнце.

При бессиловом магнитном поле под фотосферой, где плазменный фактор $\beta = \varepsilon_к/\varepsilon_м \geq 10-30$, с необходимостью возникает сложная связь движений и поля. Движения типа Громеко–Бельтрами (т.е. $\mathrm{rot}\,\bar{V} = \alpha V$) указывают на глубокую физическую аналогию такого движения плазмы и бессилового магнитного поля (эффект «замороженности» поля при высокой электропроводности плазмы).

Соотношения для временных изменений $\bar{B}$ и $\bar{V}$, иллюстрирующие формально их подобие, не означают равноправия $\bar{B}$ и $\bar{V}$ при $\beta > 1$. Определяющей является энергия движения плазмы, и БМП подстраивается под заданное движение плазмы. Этот класс движений Громеко–Бельтрами в несжимаемой среде приводит в стационарном случае к следующему условию (S.R. Schrinevasan, Tompson, 1974):

$$\nabla \times (\bar{V}\nabla)\bar{B} = \alpha(\bar{V}\nabla)\bar{B}, \qquad (1.1)$$

$$\nabla \times (\bar{B}\nabla)\bar{V} = \alpha(\bar{B}\nabla)\bar{V}. \qquad (1.2)$$

Оба уравнения должны выполняться совместно. Для устойчивого случая (линейного) $\alpha$ = const. (в общем случае $\alpha$ — псевдоскалярная функция координат и времени). Первое уравнение (1.1) определяет перенос скорости при наличии градиента магнитного поля, тогда как ток в выражении (1.2) — перенос магнитного поля при наличии градиента скорости. Оператор «rot» над «конвекцией» определяет «ток». В результате это приводит к нулю силу Лоренца $(\nabla \times \bar{B}) \times \bar{B} = \bar{J} \times \bar{B} = 0$. Это справедливо для полоидальных и тороидальных компонент поля $\bar{B}$ и движения $V$. Далее мы рассматриваем волновые возмущения вблизи линии смены магнитной полярности, допуская, что $B_\parallel = 0$, $B_\perp \neq 0$, $V_\parallel = 0$, $V_\perp \neq 0$. Это соответствует наблюдениям вспышечного очага перед вспышкой. Мы рассматриваем волновое возмущение вблизи «плоской магнитно-скоростной ямы», т.е. $B_z V_z = 0$; grad $B_z$ = grad $V_z = 0$; в области $z = 0 - h$, где $h$ возможная глубина поля АО, т.е. ~ $10^9$ см. Тогда

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} \quad \text{и} \quad \left.\frac{\partial^2 \bar{V}_z}{\partial z^2}\right|_{z>0-h} > 0. \tag{1.3}$$

Рассматриваемая нами среда существенно нелинейна; конвективные члены $(\bar{V}\nabla)\bar{B}$ и $(\bar{B}\nabla)\bar{V}$ не равны нулю. Для рассматриваемых нами относительно долгопериодических ($t \geq 10^2$ с) возмущений в среде с изменяющейся плотностью при скорости звука на длине волны $\lambda \geq 5 \cdot 10^4 - 10^5$ см появляется значимая слабая дисперсия. Дисперсия возникает из-за различной фазовой скорости в плазме с падающей по координате $z$ плотностью: высокие частоты обгоняют основную низкую частоту. Таким образом, мы имеем задачу о распространении волновых возмущений в нелинейной среде со слабой отрицательной дисперсией. Подобные задачи интенсивно разрабатывались для различных *мод* колебаний. Специфика нашей задачи состоит в том, что в среде имеет место бессиловое магнитное поле (БМП) и движение Громеко–Бельтрами (ДГБ).

Выбрана система декартовых координат с осью $z$, направленной вверх к фотосфере.

Так как

$$(\bar{V}\nabla)\bar{B} = \bar{i}\,(\bar{V} grad\ B_x) + \bar{j}\,(\bar{V} grad\ B_y) + \bar{k}\,(\bar{V} grad\ B_z)\,,$$

то

$$\bar{\nabla}\times(\bar{V}\nabla)\bar{B}=\bar{i}\,\frac{\partial}{\partial y}(\bar{V}grad\,B_z)-\bar{i}\,\frac{\partial}{\partial z}(\bar{V}grad\,B_y)+$$
$$+\bar{j}\,\frac{\partial}{\partial z}(\bar{V}grad\,B_x)-\bar{j}\,\frac{\partial}{\partial x}(\bar{V}grad\,B_z)+ \qquad (1.4)$$
$$+\bar{k}(\frac{\partial}{\partial x}\bar{V}grad\,B_y)-\bar{k}(\frac{\partial}{\partial y}(\bar{V}grad\,B_x)),$$

$\bar{i}$, $\bar{j}$ $\bar{k}$ — единичные векторы.

Мы рассматриваем поперечные возмущения локально-однородного поля в плоскости $(x, y)$, перпендикулярной направлению распространения возмущения вдоль оси $z$.

Тогда $\bar{B}=\bar{B}_0+grad\bar{B}dz=\bar{B}_0+\bar{b}$, где $\bar{b}$ — вектор возмущения поля.

$$\bar{b}=\{b_x,b_y,b_z\}=\{grad\,B_xb_x;\;grad\,B_yb_y;\;0\}. \qquad (1.5)$$

Считаем, что возмущение малое, т.е. $|\bar{b}|/|\bar{B}|<<1$.

С учетом формул (1.1) и (1.2), ($grad\;B_z=0$), а также (1.1) и (1.4) можно записать

$$\frac{\partial}{\partial z}(\bar{V}b_y)=-\alpha(\bar{V}b_x), \qquad (1.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial y}(\bar{V}b_x)=\alpha(\bar{V}b_y), \qquad (1.7)$$

$$\frac{\partial}{\partial z}(\bar{V}b_y)=\frac{\partial}{\partial y}(\bar{V}b_x). \qquad (1.8)$$

Вводим вектор $\bar{a}(\bar{V}b_x,\bar{V}b_y,0)$, который обозначает скорость переноса возмущения поля $\bar{B}$ по направлению вектора $\bar{V}$. Если считать, что имеем волновое возмущение, то вектор $a$ соответствует групповой скорости распространения возмущения:

$$\frac{\partial a_y}{\partial z}=-\alpha a_x, \qquad (1.9)$$

$$\frac{\partial a_x}{\partial z}=\alpha\,a_y, \qquad (1.10)$$

$$\frac{\partial a_z}{\partial x}=\frac{\partial a_x}{\partial y}. \qquad (1.11)$$

Продифференцируем первые два уравнения по $z$. С учетом (1.9, и 1.10) получаем

$$\frac{\partial^2 a_y}{\partial z^2} = -\alpha \frac{\partial a_x}{\partial z} = -\alpha^2 a_y, \qquad (1.12)$$

$$\frac{\partial^2 a_x}{\partial z^2} = \alpha \frac{\partial a_y}{\partial z} = -\alpha^2 a_x. \qquad (1.13)$$

Третье уравнение (1.11) не является независимым: его нетрудно получить преобразованием первых двух уравнений (1.9 и 1.10) с учетом граничного условия (1.13).

Из (1.13) следует, что $a_x = a_y = a$, т.е. мы получили

$$\frac{\partial^2 a}{\partial z^2} + \alpha^2 a = 0\,. \qquad (1.14)$$

Аналогичные преобразования можно провести для уравнения вектора скорости. В этом случае возмущение скорости $\bar{v}$ дает

$$V = V_0 + v\,. \qquad (1.15)$$

Считаем также, что $|v|/|V| << 1$ и возмущенный вектор $\bar{v}$ задается

$$v = v\left\{v_x, v_y, v_z\right\} = v\left\{grad\, v_x dx, grad\, v_y dy, 0\right\}. \qquad (1.16)$$

Вводим вектор $d\{Bv_x,\ Bv_y,\ 0\}$ , который означает групповую скорость распространения возмущения $\bar{v}$ по направлению вектора локального магнитного поля $B$. Соответственно получим уравнение вида

$$\frac{\partial^2 d}{\partial z^2} + \alpha^2 d = 0\,. \qquad (1.17)$$

Уравнения (1.14) и (1.17) должны удовлетворяться одновременно, если в среде реализуется БМП и движение ДГБ, т.е. возмущение проходит одновременно в поле и в скорости при сохранении интегрального соотношения

$$\int\limits_{(\tau)} a^2 d\tau = \int\limits_{(\tau)} d^2 d\tau, \tag{1.18}$$

где $\tau$ — объем рассматриваемого слоя возмущения по полю и скорости. Используя теорему о среднем, получаем:

$$\langle a\rangle = \langle d\rangle = U. \tag{1.19}$$

Уравнение связи мы получим, если продифференцируем первое уравнение (1.14) по $t$ и учтем, что $\dfrac{\partial z}{\partial t} = \bar{V}$ — фазовая скорость возмущения, и сложим с продифференцированным по $z$ уравнением (1.17). С учетом (1.19) получаем

$$\alpha^2 \frac{\partial U}{\partial t} + \alpha^2 (V+1) \frac{\partial U}{\partial z} + (V+1) \frac{\partial^3 U}{\partial z^3} = 0. \tag{1.20}$$

Таким образом мы получим нелинейное уравнение, близкое к уравнению Картовега де Вриза. Для БМП и ДГБ справедливо соотношение (Ермаков Ф.А., 1981)

$$\bar{U}\bar{V} = V^2, \tag{1.21}$$

$$\sin^2\Theta = V^2/C^2. \tag{1.22}$$

Т.к. у нас $V \ll C$ ($C$ — скорость света), то направление фазовой и групповой скоростей совпадают. Из (1.21) следует $U = V$.

Тогда уравнение (1.20) приобретает следующий вид:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + (U+1)\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{U+1}{\alpha^2}\frac{\partial^3 U}{\partial z^3} = 0, \tag{1.23}$$

или

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{\partial^3 U}{\partial z^3}\frac{1}{\alpha^2} = -\left(\frac{\partial U}{\partial z} + \frac{U}{\alpha^2}\frac{\partial^3 U}{\partial z^3}\right) \approx -\frac{\partial U}{\partial z}. \tag{1.24}$$

Параметр $a$ кубически зависит от $k_0$. Мы рассматриваем нелинейную среду со слабой отрицательной дисперсией в области невысоких частот. В длиноволновом пределе ($k$ — малое) разлагаем дисперсионное соотношение $a = a(k) + ia_i(k)$ в ряд Тейлора и ограничиваемся двумя членами разложения:

$$a = C_0 k_0 - \beta k_0^3 + \ldots .$$

В системе отсчета, движущейся со скоростью $C_0$, получаем:

$$U = U(x - C_0 t).$$

Тогда получаем множитель $\frac{1}{a^2} = \frac{C_0}{2k_0^2}$ при последнем члене уравнения (высшей производной). Член справа в (1.24) $\left( \sim \frac{\partial U}{\partial z} \right)$ выражает эффект диссипации, который в нашем случае можно принять ≈0. Мы, учтя относительно слабую диссипацию, приняли условно, что ею можно пренебречь при распространении солитонов в рассматриваемой среде с $\beta \geq 1$. В общем случае следовало оценить коэффициент поглощения $\nu_{\mathrm{norh}}$, и решать уравнение Картовега де Вриза–Буссинеско (в правой части уравнения должен стоять член $\nu_{norh} \frac{\partial^3 U}{\partial x^3}$) (Кадомцев Б.Б., 1988). Тогда окончательное уравнение приобретает привычный вид уравнения Картовега де Вриза (при замене координаты $z$ на $x$):

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{C_0}{2k_0^2} \frac{\partial^3 U}{\partial x^3} = 0. \qquad (1.25)$$

Задача рассматривалась при отрицательной дисперсии, т.е. $С фаз(\omega_i) < С фаз(\omega_0)$ при $\omega_0 > \omega_i$.

Можно было уравнение (1.24) проинтегрировать, рассматривая задачу во всем объеме, не ограничиваясь областью у «нейтральной линии», и перейти в систему координат $U = U(x - C_0 t)$, где $C_0$ — фазовая скорость. Тогда (1.24) преобразуется в обыкновенное дифференциальное уравнение, решением которого была бы система нормальных волн. Но при таком преобразовании уравнение (1.25) дает (согласно Кадомцеву Б.Б., 1988)

$$\frac{C_0}{2k_0^2} \frac{d^2 U}{dx^2} = a_0 + cU - \frac{U^2}{2}, \qquad (1.26)$$

где $a_0$ — постоянная интегрирования, которую можно принять ≈0.

Тогда

$$\frac{C_0}{2k_0^2}\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{\partial W}{2u}, \qquad (1.27)$$

где $W = (-cU^2/2) + (U^3/6)$ можно рассматривать как потенциал энергии, $x$ — время, $U$ — координаты точки. Выражение (1.27) описывает движение материальной точки с «массой» $C_0/2k_0{}^2$. Кривая связи $W$-$U$ имеет минимумы при $u = 2C_0$ и $3C_0$. Колебания по кривой $W$ происходят так, что в точке $U = 0$ (уединенный импульс) имеет место временная задержка, определяющая ширину $\Delta$-импульса.

Решение уравнения Картовега де Вриза:

$$U = U_0 ch^{-2}\left[(x-ct)/\Delta\right]^{-1}, \qquad (1.28)$$

где $\Delta$ — ширина солитона, ch — косинус гиперболический. Подставив (1.28) в уравнение (1.24), получаем

$$u_0 = 3\bar{C}_0,\ \Delta^2 = \frac{2C_0}{\bar{c}k_0^2} \text{ или } \Delta^2 U_0 = \frac{6C_0}{k_0^2} = \text{const}. \qquad (1.29)$$

Уравнение (1.29) выражает основное свойство солитона — произведение квадрата его ширины на амплитуду является постоянной величиной. Это соотношение между амплитудой и шириной солитона может служить экспериментальной проверкой того, что распространяющееся импульсное возмущение действительно солитон. Скорость солитона больше локальной скорости звука. Опрокидывание нелинейной волны компенсируется дисперсией. Это обеспечивает сохраняемость солитона. Если $U_0 < 3C_0$, то $U$ не доходит до нуля, и решение становится периодическим, т.е. мы имеем серию идущих друг за другом солитонов.

Теперь рассмотрим возможную модель выхода на фотосферный уровень МГД-солитона при ячеечной конвекции. Отметим, что как поток нелинейных волн, так и поток образовавшихся от них МГД-солитонов имеют тенденцию при распространении самофокусироваться. Самофокусирование сохраняется даже в предельном случае распространения одного солитона

(Кадомцев, 1998). В среде с отрицательной дисперсией и с растущей амплитудой рассмотренный «плоский» солитон искривляется. В результате искривления возникает эффект фокусировки: область повышенной амплитуды смещается по оси «у» ($U_0 > 0$), и в процессе распространения появляются колебания с самосжатием. Это ускоряет процесс распространения солитона и сохраняет его энергию.

В нашей гипотезе об образовании потока солитонов как носителей энергии вспышек рассматривается случай, когда в основании ячеечной конвекции образуется, согласно Hurburt, (1987), субконвективный элемент — вихрь Хилла (квадруполь). Другим обоснованием варианта прихода начальной энергии вспышки к основанию ячеечной конвекции может служить серия работ Parkera (1995), показавшего, что от основания конвективной зоны (КЗ), где происходит αω-динамо, всплывают Ω-образные вихри сильно замагниченной плазмы ($|B| \approx \approx 10^4 \div 10^5$ Гс), несущие с собой дополнительный тепловой поток. В этом варианте пока остается открытым вопрос, когда и в какое место попадает этот завихренный Ω-плазмоид. Но именно он (или субконвективный квадруполь) является первопричиной последующей вспышки. Т.к. азимутальная компонента магнитного поля квадруполя препятствует идущему снизу потоку тепла («тепловая тень» по терминологии Паркера), то со временем возникает для этого квадруполя неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Квадруполь начинает всплывать между «стенками» элементов ячеечной конвекции (см. рис. 3). При его движении вверх в нелинейной среде генерируются звуковые волны. Они, как показано выше, переходят в солитоны, т.к. с ростом амплитуды процесс опрокидывания волны компенсируется слабой дисперсией. Физический смысл уравнения (1.24) состоит в том, что действие нелинейного (второго) члена компенсируется в решении третьим членом, который определяет эффект дисперсии.

Из приведенного следует основной вывод, что естественные волновые возмущения среды (в нашем случае в подфотосферных слоях) в процессе распространения в нелинейной среде с падающей плотностью переходят в дискретные солитонные возмущения. В нашей ранней работе (1986) рассматривались солитоны, несущие достаточную энергию для вспышки. Мо-

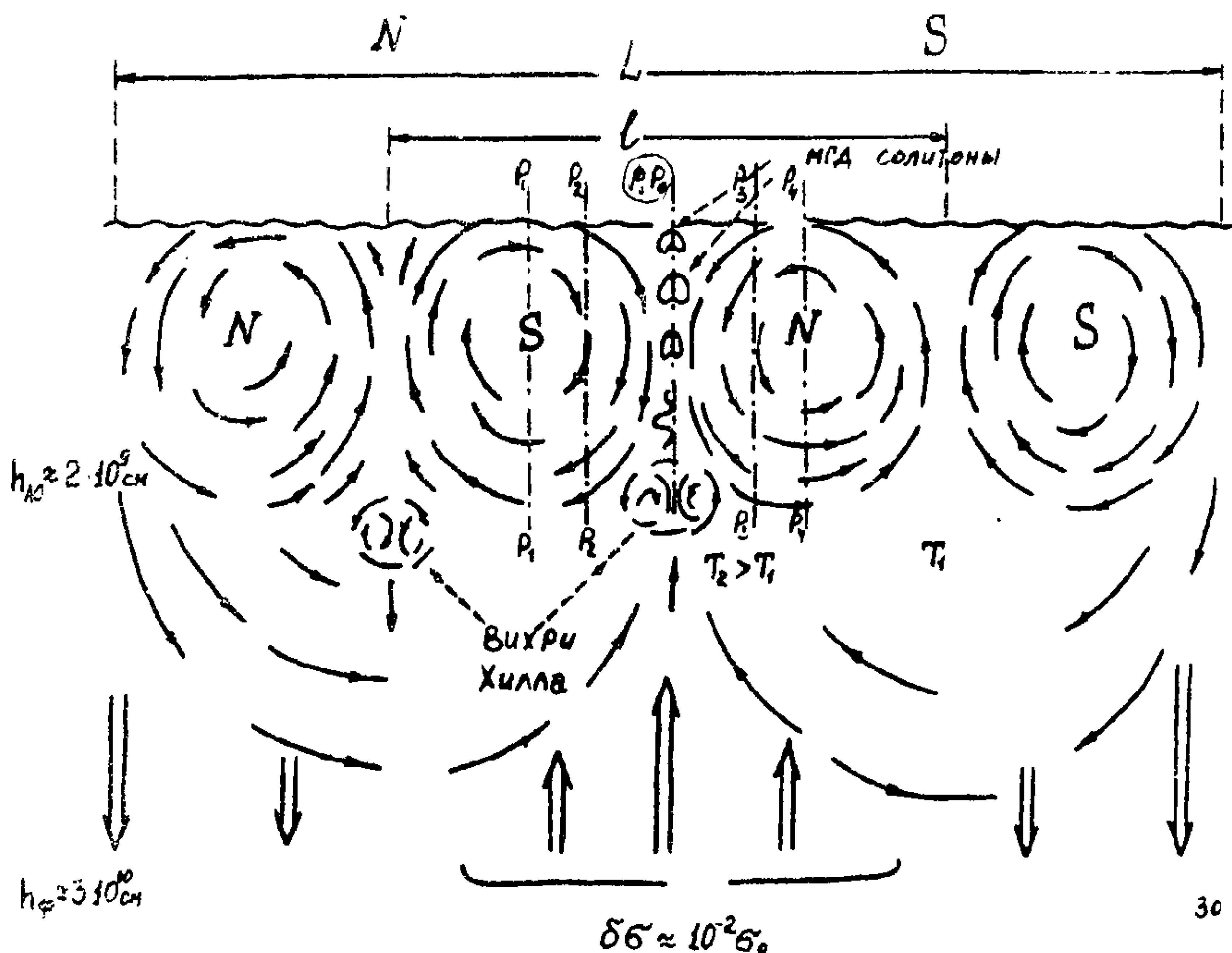



Рис. 3. Схема ячеечной конвекции в КЗ.

Начальный поток тепловой энергии (δσ), идущий из ядра лучистой зоны, и определяющий явления солнечной активности, возбуждает ячеечную конвекцию в турбулентной плазме КЗ. Субконвективные вихри в основании ячеечной конвекции (вихри Хилла — магнитные квадруполи) имеют тенденцию всплывать по линии «PP» (Pivot Point), возбуждая магнитозвуковые волны. При наличии нелинейности среды и слабой дисперсии последние переходят в МГД-солитоны (схема сугубо качественная)

дель вспышки можно использовать не только для Солнца, но, вероятно, для других солнцеподобных звезд и для класса вспыхивающих звезд (Гершберг, 1988 и др.). Связано это, прежде всего, с тем, что в этой модели нет ограничений по величине энергии диссипации, нет жесткого ограничения на «сценарий» вспышки и на условия, которые к ним приводят. Наличие подфотосферного начального волнового возмущения в КЗ является естественным, а преобразование волн в дискретные солитоны является также естественным следствием нелинейности среды и наличия слабой дисперсии на расстоянии длины волны возмущения.

В последние годы стало возможным описывать фрактальные структуры аналитически, используя аппарат дифференциальных уравнений с дробными производными (Самко и др., 1987, Milovanov, 1994) Всплывающую в конвективной зоне фрактально-кластерную структуру рассматривают как эруптивный очаг вспышки или корональный выброс масс и считают, что это есть фрактальный осциллятор. Он запитывается ячеечной конвекцией («термостат» осциллятора) и турбулентностью. Модель фрактального осциллятора описывается уравнением типа

$$\frac{d^{2-\nu}\Phi}{dt^{2-\nu}} + \varphi_0^{2-\nu}\Phi = 0\,. \qquad (1.30)$$

Здесь $\Phi(\zeta, r, t)$ — функционал энергии фрактальной структуры; $\varphi_0$ — определитель жесткости (инертности) фрактального осциллятора; $1 + \nu = D$ — фрактальная размерность данной структуры (Самко, и др., 1987).

Осциллятор типа (1.30), состоящий из самоподобных взаимодействующих фрактальных кластеров, затухает значительно медленнее обычного осциллятора, хотя в уравнении (1.30) нет коэффициента трения. Затухая, осциллятор отдает свободную энергию в виде характерных для фрактальной среды волн — фрактонов. В силу нелинейности и дисперсии среды, такой осциллятор может длительное время излучать энергию в виде МГД-солитонов. Поток солитонов выносит энергию возмущений в хромосферу без существенных изменений общей структуры среды, но возбуждает при этом круговую волну. Возможно, что такой случай описан в работе Косовичева и Жарковой для вспышки 9 июля 1996 г. Этот случай приведен на рис. 4.

Пример вспышки, которую зарегистрировали на КА TRACE в линии CIV, приведен на рис. 5. Цепочка ярких вспышечных участков может отражать последовательный выход МГД-солитонов.

В развитие солитонной гипотезы следовало бы проследить возможные эффекты реализации, деформации и исчезновения МГД-солитонов во вспышке. Но это выходит далеко за пределы данной книги. Ведь солитонная гипотеза, это только возможный пример представления дискретной структуры солнечной плазмы. Ограничимся только несколькими замечаниями:

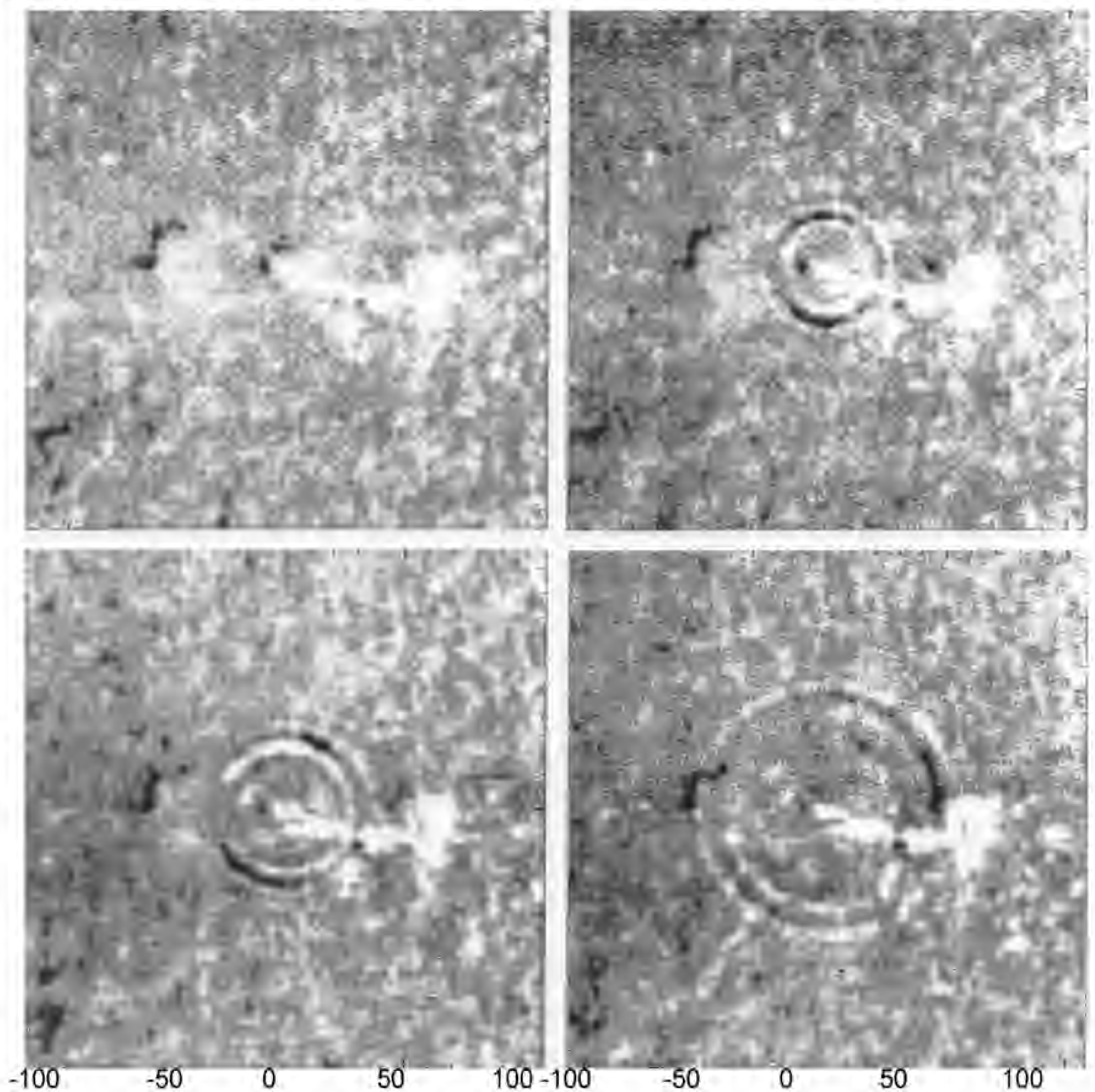



Рис. 4. Копия снимка, который был получен Косовичевым и Жарковой по данным КА SOHO (2000 г.).

На снимке видно, что от центра начала вспышечного выброса распространяется кольцевое возмущение. Кольцо расширяется со скоростью ~ 50 км/с, и его размер достигает ~ $1{,}2 \cdot 10^{10}$ см. Затем появляется аналогичное второе кольцевое возмущение. Вспышка 9 июля 1996 г. была рентгеновского класса X · 2.6. Авторы рассматривают это новое вспышечное явление, как «солнцетрясение» (Sun Quake).

а) Если энергия солитона дошла до фотосферы, но оказалась недостаточно большой, то из-за туннельного эффекта солитон проникает через переходный слой фотосфера/хромосфера (($\Delta h \sim 2 \cdot 10^8$ см) и диссипирует. При резком ($\Delta t \leq 10^{-1}$ с) расширении поля (токов) солитона происходит взрывоподобное энерговыделение с резким ростом электрического потен-

циала, способного ускорять протоны плазмы до энергии СКЛ (солнечных космических лучей). Одновременно с этим вокруг «точки всплытия» образуется в хромосфере кольцевое уярчение. Многие наблюдатели неоднократно отмечали кольцевые вспышки в $H\alpha$ с центральным возмущением, подтверждающим эту картину.

б) Если начальная, подведенная к основанию ячеечной конвекции энергия возмущения достаточно велика, то мы имеем поток самофокусирующихся солитонов. Часть энергии этих солитонов реализуется так, как описано выше для одного солитона. Затем образуется распространяющийся в хромосферу и корону поток ослабленных, но сфокусированных солитонов, образующих вспышечные арки в соответствующем замкнутом (арочном) магнитном поле. Такой процесс, описанный в ряде теоретических работ, может продолжаться довольно долго (в зависимости от амплитуды и ширины солитонов) и неоднократно повторяться в том же или соседних местах. Такова возможная качественная картина развития вспышки, согласующаяся с наблюдениями.

В недавней работе наших коллег, Ковалева В.А., Чернова Г.П. и Хинасаки (2000) проведен анализ двух вспышек 4 и 28 ноября 1997 г. по наблюдениям на КА Johkoh (SXT, HXT). На фоне тепловой плазмы с температурой ~6 МК обнаружены многочисленные высокотемпературные (18÷50) МК участки со сложной пространственно-временной структурой, размер которой ~2000 км. Эти структуры неустойчивы: они рождаются в разных местах, взаимодействуют между собой и распадаются. По продолжительности существования их можно разделить на короткоживущие маломасштабные (<1″) и квазистационарные того же масштаба ($t$ > нескольких минут). Вдоль магнитной петли эти горячие и холодные дискретные элементы образуют квазиустойчивые «гирлянды». При этом сохраняется самостоятельность каждой из составляющих до момента распада всех элементов.

Отметим, что в цитированной выше работе не упоминаются публикации ряда американских исследователей по так называемому «moss» (Berger et al, 1996; Berger et al, 1999; и др.). Они наблюдали на КА TRACE (разрешение ~1″) во вспышках и в пределах крупномасштабных петельных выбросов анало-

гичные маломасштабные (≤1″) яркие неустойчивые точки в линиях далекого ультрафиолета, очень похожие на то, что отмечали Ковалев и др. Ниже мы более детально рассмотрим серии работ американских ученых.

Энергия ярких элементов у Ковалева и др. определяется величиной $2 \cdot 10^{27}$ эрг. Авторы предположили, что основная энергия вспышек ($\sim 10^{31}$ эрг) излучается в совокупности элементов с неразрешенным пока пространственным размером < 2000 км. В конечном итоге пришли к заключению, что эти элементы являются солитонами типа $U = U_1 + \dfrac{U_2 - U_1}{ch^2 ax}$. Эти экспериментальные работы можно считать в какой-то мере свидетельством справедливости солитонной гипотезы. Однако требуются еще дальнейшие, преимущественно экспериментальные, исследования с высоким пространственно-временным разрешением, чтобы обосновать реальность солитонной гипотезы вспышек на Солнце. Существует ряд теоретических работ (например, Яньков В.В. и др., 1980), которые рассматривали рождение солитонов и вихрей из хаоса. Однако в конвективной зоне имеет место структурированная конвекция, а не хаос, и поэтому трудно допустить произвольное рождение солитонов в конвективной зоне.

Теперь рассмотрим кратко те трудности, которые встречает МГД сплошной среды в интерпретации других явлений солнечной активности. Прежде всего, речь идет о наблюдаемой тонкой структуре солнечной плазмы с фрактальными свойствами. Как уже отмечалось выше, фракталами условно называют среду, в которой крупномасштабные и маломасштабные исходные элементы самоподобны, т.е. мы имеем множество, состоящее из элементов среды, в которой реализуются геометрическое и физическое самоподобие по трем координатам, или только по двум. Последние называются аффиноподобными множествами. В нашем случае основная часть (> 90%) магнитного потока, наблюдаемого на фотосфере, концентрируется в маломасштабных, $l \leq 10^7$ см, дискретных элементах. В соответствии с законами синергетики, взаимодействие между этими элементами приводит к самоорганизации агрегатов (пространственных структур), которые мы воспринимаем как пятна (или группы пятен), факелы (совокупность элементов, названных филигри), актив-

ные области. Последние связаны с магнитным полем, и совокупностью коллективных движений на различных высотах от фотосферы до короны. С ними связаны корональные дыры и определенные структуры крупномасштабного магнитного поля. Все эти структуры, энергетически связанные с подфотосферными самоорганизованными потоками плазмы и поля, получили условное название — крупномасштабные комплексы солнечной активности ККСА (Могилевский и др. 1997). Наша задача в дальнейшем состоит в том, чтобы выявить процессы образования исходных самоподобных элементов, и их совокупности (кластеры). Фрактальные множества широко распространены в природе: с масштабами от лабораторных до скоплений звезд, галактик и т.д. Наша задача, в основном, состоит в экспериментальном обосновании существования фракталов на Солнце.

Существует ряд чисто теоретических работ, в которых из общих принципов существования турбулентной плазмы непосредственно следует возможность образования фрактальных элементов. Так в фундаментальной работе Erzan et al. (1995) показано, что диффузионно-ограниченные турбулентные плазменные агрегаты имеют тенденцию образовывать фрактальные элементы и совокупности (кластеры). Тем более важны экспериментальные работы (и в частности, наблюдения детальных солнечных явлений) для подтверждения условий образования и развития фракталов и фрактальных кластеров.

Целый ряд спектрограмм солнечных вспышек, которые получены с горизонтальным телескопом в Киевской обсерватории Лозицким и др. (1999 г.), показали, что в дискретных «точечных» уярчениях вспышек присутствуют килогауссовые магнитные поля. Такая структура с неустойчивыми «точечными» килогауссовыми полями в активных областях, свидетельствует о справедливости не только модели тонкой структуры магнитоплазмы в фотосфере и хромосфере, но и возможной реализации солитонной модели вспышек. Новые наблюдения вспышек с высоким разрешением на КА TRACE (1999) показывают, что вспышка состоит из нескольких очагов, где имеет место «точечное» уярчение в мягком рентгене и далеком УФ (Berger et al., 1999), (см. рис. 5).

Переход МГД солитона из плотной среды (фотосферы) в хромосферу связан с быстрой диссипацией основной энергии

дискретного солитона, и последующей концентрацией и фокусировкой оставшейся энергии, как указано выше.

Не меньшие трудности, чем при понимании вспышки, возникают при попытке объяснения в рамках МГД сплошной среды явления корональных выбросов масс (CME), которые активно исследуются приборами на борту КА SOHO и др. На КА SOHO установлены коронографы с внешним затмением, позволяющие проследить (фиксируя яркость, скорость и т.д.) выброс коронального вещества до $\geq 30R_{\Theta}$ (система коронографов $C1$, $C2$ и $C3$). В принципе CME — это также вспышечный (взрывной) процесс, который часто начинается с эруптивного протуберанца и затем охватывает возмущением (появление систем неустойчивых арок, повторные выбросы и т.д.) практически большую часть поверхности Солнца. Отличие CME от вспышек состоит в том, что весь процесс протекает значительно медленнее, чем вспышка, в течение от десятка часов до 1–2 суток. Как показано в работе (Могилевский, Обридко, Шилова, 1999), несмотря на различие временных и пространственных (и, возможно, энергетических) масштабов, вспышки и корональные выбросы масс CME весьма подобны. Эта принципиально важная инвариантность свойств, независящая от масштаба явления, будет учтена ниже, при рассмотрении фрактально-кластерной концепции солнечной плазмы. Но здесь необходимо подчеркнуть, что относительно быстрое (сутки) изменение в топологии магнитного поля при CME является дополнительным аргументом против простого приложения МГД сплошной среды к объяснению солнечных явлений. В рассмотренной ниже модели солитонной вспышки важно не только то, что вспышки можно объяснить без привычного пересоединения, а то, что, в пределах нелинейной МГД солнечной плазмы можно получить ряд дискретных магнитоплазменных структур, составляющих в конвективной зоне своеобразный солитонный газ. Заметим, что если существует солитонный газ, то он имеет своеобразные свойства из-за того, что солитоны не взаимодействуют между собой, не интерферируют, могут «проходить» через соседний солитон без изменений, и т.д.

В нашей работе (1980) точечная эмиссия при вспышке наблюдалась на башенном телескопе с фильтром ИПФ-Оптон. Подобная точечная эмиссия вспышек отмечалась и другими

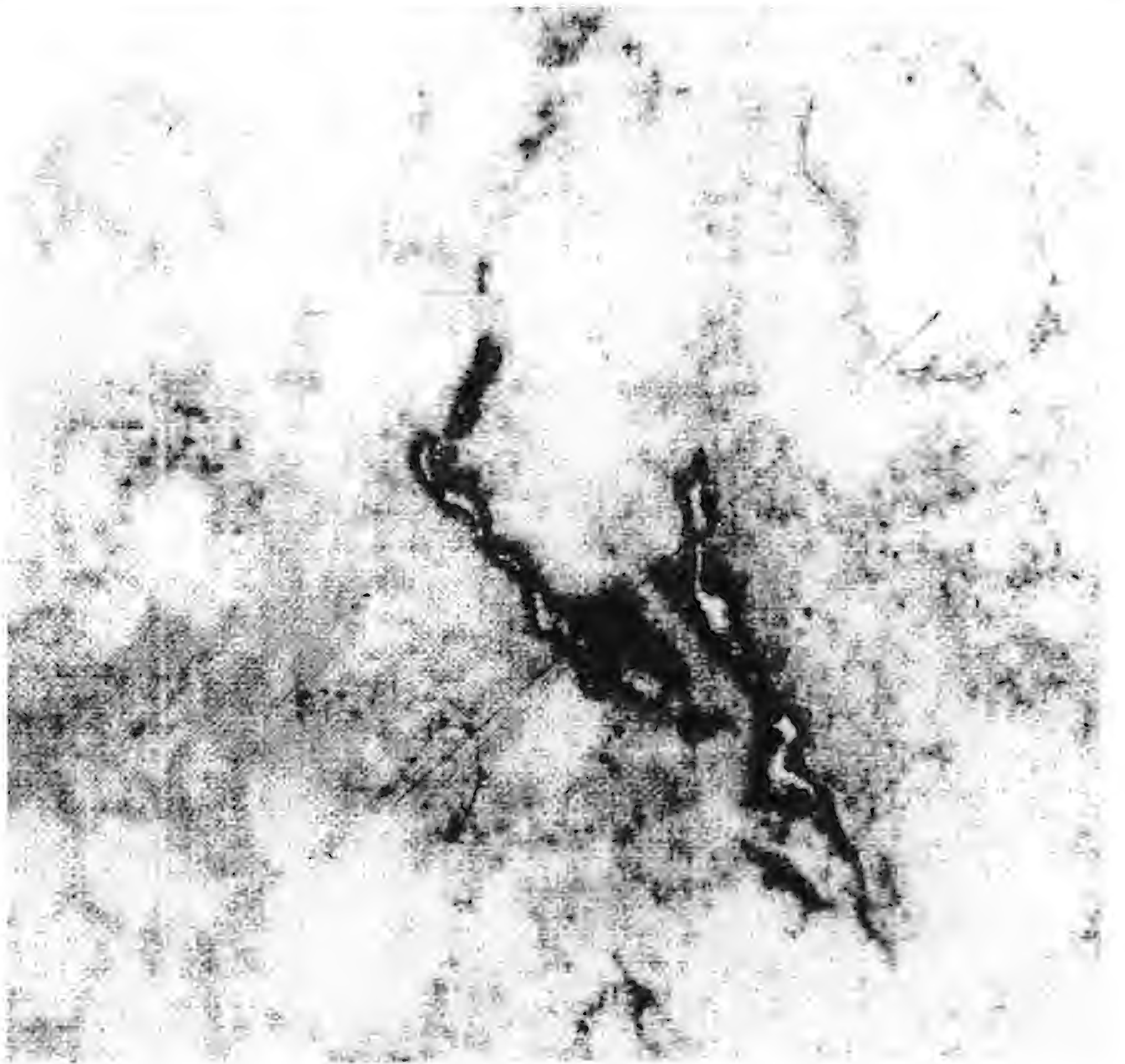


Рис. 5. Двухленточная вспышка в линии CIV. (см. в тексте)

авторами в последние годы (Berger et al, 1996; Berger et al, 1999; Ковалев и др. 2000; и др.). В качестве иллюстрации того, как выглядит вспышка с высоким пространственным разрешением ($\geq 1''$), могут служить наблюдения, которые получены на КА TRACE в линии *CIV* $\lambda$ 1550 Å. На рис. 5 приведен фрагмент из фильма в указанной линии, для вспышки 20 января 2001 г.

Снимок (негатив) подготовлен Н.С. Шиловой как разность интенсивностей двух соседних ($\Delta t \sim 20^S$) кадров, которые передаются по каналу ИНТЕРНЕТ для среднего момента $t = 18^h 41^m 30^S$, когда двухленточная вспышка в центральной части диска полностью развилась. Особый интерес представляет резко неоднородная структура вспышечных лент: последовательные места уярчения, переходящие в цепочку группы

точечной эмиссии. В окрестности вспышечных лент, в местах АО с филигри, можно заметить цепочки меняющихся по яркости дискретных элементов плазмы «moss».

Второй иллюстрацией является рис. 6 для вспышечного выброса из пятна в виде почти замкнутой дуги. Рис. 6 построен так же как рис. 5, но для слабой вспышки балла $SF/C2.4$ с координатами $S11°W62°$ для среднего момента $t = 12^h52^m51^S$. Характерно, что на вершине вспышечной дуги виден поток тонкоструктурных элементов «moss».

Эти кадры из обычных фильмов вспышек (КА TRACE) показывают, сколь существенны тонкоструктурные элементы в

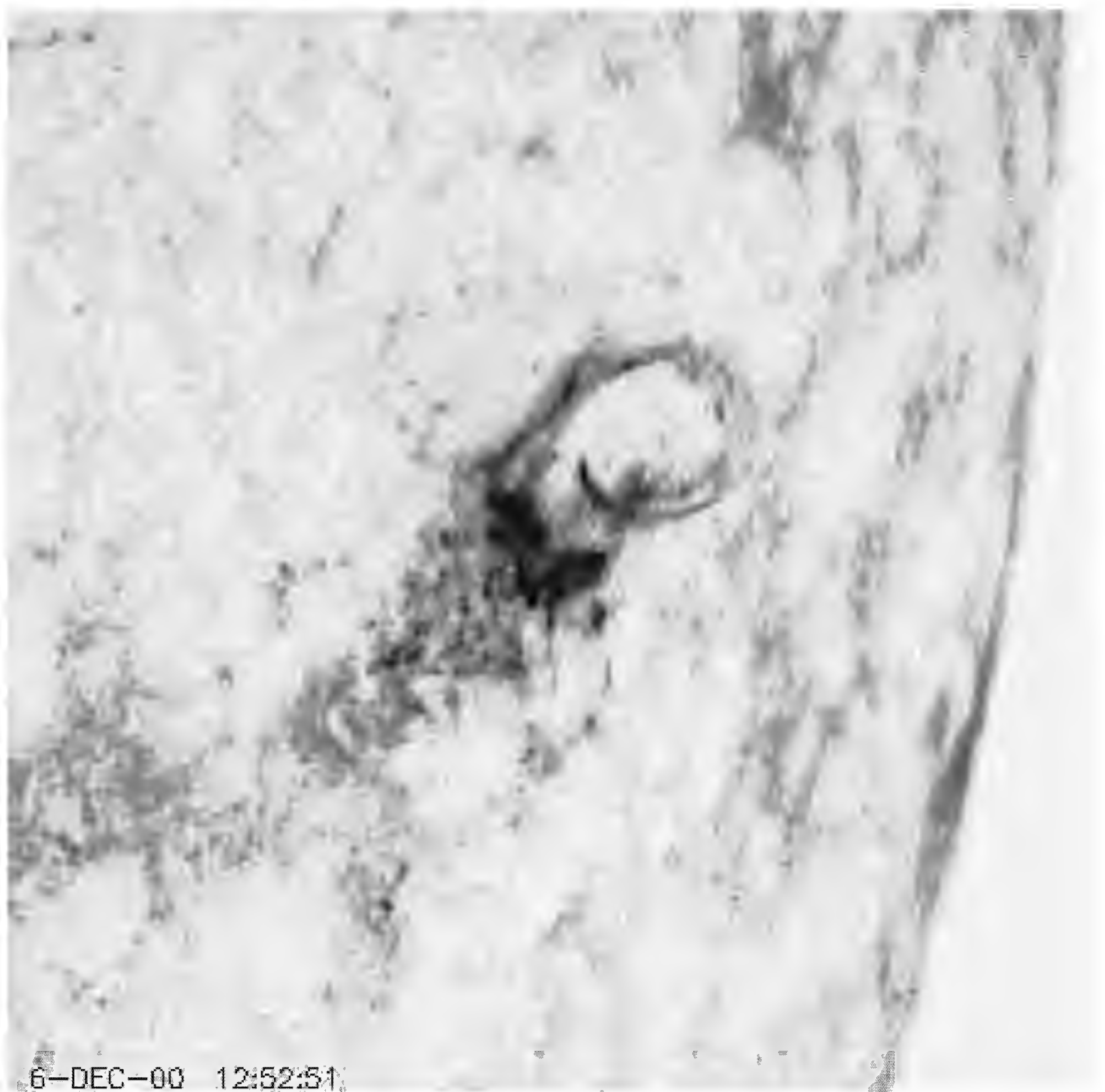



Рис. 6. Слабая вспышка 6.12.2000 г. с эмиссионным ленточно-дуговым выбросом из ядра пятна (замечания в тексте).

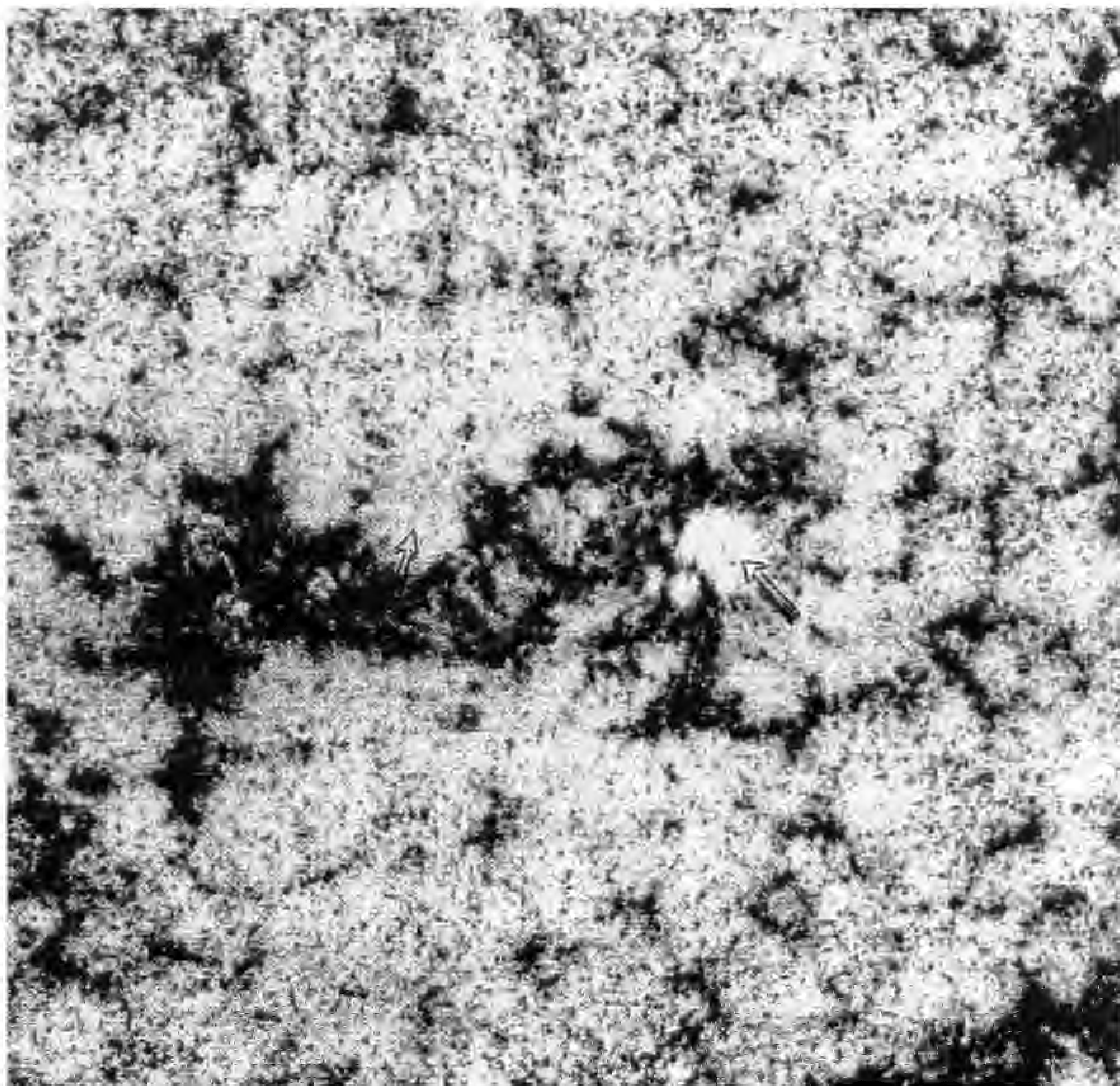


Рис. 7. Фрагмент из фильма участка на Солнце в линии CIV 1550 Å, полученный на КА TRACE с разрешением ≤1″.

атмосфере АО переходного слоя. То, что выброс происходил из пятна, указывает, что элементы «moss» магниточувствительны, т.е. содержат элементарные токи и их магнитные поля. Для иллюстрации вида эмиссии в линии *CIV* λ 1550 Å (из фильма, полученного на КА TRACE), мы приводим на рис. 7 (негатив) фрагмент общего вида АО на Солнце и ее окрестности. По всему полю кадра видны случайно расположенные точечные эмиссионные уярчения («moss» и «блески») различного размера (≤1″–0″,5). Такие же moss-элементы образуют и кластеры (совокупности) двух видов. В окрестности пятна (отмечено стрелкой) moss-элементы неоднородно и тесно располагаются в местах факельной области АО. Вне АО кластеры «то-

чечных» элементов («moss») очерчивают контуры супергранул (замкнутые и разрывные).

Весь снимок можно, по сути, рассматривать как магнитограмму магнитного поля с высоким разрешением в переходной области хромосфера/корона. Рис. 6 с арочным выбросом «moss»-элементов из пятна подтверждает их магнито-токовую природу. Мы, имеем основание считать, что это и есть самоподобные фракталы. Они способны самоорганизовываться в кластеры, подчиняясь влиянию внешнего магнитного поля, АО и супергранул. Отдельные элементы еще не захвачены в процессе волнового взаимодействия. То, что «точки» (фракталы) несколько отличаются на снимке по размерам и яркости можно объяснить временными вариациями, или тем, что большие «точки» — также кластеры (но малой совокупности). В отличии от вспышечных деталей (рис. 5 и рис. 6), которые возможно трактовать как солитоны, «точечные» фракталы квазистационарны: время высвечивания — десятки секунд, а в кластерах — много минут и более.

Подобную же картину (но с меньшим разрешением) можно наблюдать и в линиях с высокой (корональной $\geq 10^6$ K) температурой. В этом можно убедиться путем наложения снимков в CIV и FeXII и др., а также снимков в «холодных» линиях хромосферы (CaK). Предстоит детальное дальнейшее исследование подобных фильмов, полученных с высоким пространственным разрешением. Но приведенные иллюстрации (рис. 5, 6, 7) показывают, что фрактальные элементы реально существуют в атмесфере Солнца, и что наше дальнейшее рассмотрение фрактальных множеств вполне обосновано наблюдениями, в частности, на КА.

Отметим, что дискретные составляющие вспышечных арок, поднимаясь вдоль магнитного поля, неравномерно ускоряются и, достигнув вершины, могут приобрести скорость тепловых протонов и электронов корональной среды (эффект «захвата»). При этом происходит захват горячей корональной плазмы магнитным полем солитонов. Этим можно объяснить большую яркость вершин арочных образований при вспышках.

Рассмотренный механизм образования дискретных элементов солнечной плазмы (образование солитонов и солитонного «газа»), а также фрактальных элементов, является только при-

мером дискретизации сплошной среды — атмосферы Солнца и, вероятно, подфотосферной плазмы конвективной зоны. Ниже приведем и другие примеры естественного образования дискретных элементов, как основной составляющей солнечной плазмы.

Рассмотрим еще те трудности, которые встречает МГД сплошной среды при интерпретации других явлений солнечной активности.

Детальные исследования развития комплексов групп пятен (Могилевский, Шилова, 1998) показали, что эволюция компонент комплекса групп пятен удивительно подобна: площади изменяются во времени почти параллельно, хотя группы могут быть существенно различными. Характерные особенности фазовых диаграмм комплексов показывают, что, в период вспышек, кривая эволюции описывает петли. Наконец, в комплексах групп пятен выделяется характерное место выхода энергии и всплытия нового поля, получившее название «Pivot Point» («осевая точка»), которое характеризуется твердотельным вращением. Такая связь в группах пятен указывает на существование подфотосферного крупномасштабного магнитного поля, объединяющего комплекс пятен. Подобие в развитии разных групп пятен в пятенном комплексе указывает также на фрактальную структуру групп пятен, связанных крупномасштабным комплексом. Изменения в группах (в т.ч. вспышки) происходят за времена много короче, чем $\tau \leq L/R$, где $L$ — самоиндукция крупномасштабного поля, $R$ — сопротивление. Понять эту связь в рамках МГД сплошной среды весьма трудно, т.к. $L \geq 10^8 \div 10^9$ см.

Еще более сложным, в рамках МГД сплошной среды, представляется так называемый крупномасштабный комплекс солнечной активности, упоминавшийся выше (ККСА), введенный в работе (Могилевский, Обридко, Шилова, 1997). В ККСА входит активная область (или комплекс группы пятен), корональная дыра, расположенная далеко, но связанная с АО, или в непосредственном контакте с АО, и крупномасштабное магнитное поле, часто седловой структуры. Такой устойчивый комплекс занимает по площади больше полудиска Солнца. Изменения в таком комплексе происходят достаточно быстро, за времена $\tau << L/R$. В солнечной среде с крупномасштабным

током (магнитным полем) понять такие быстрые вариации, из-за большой самоиндукции, невозможно.

Наиболее наглядно видно противоречие наблюдений в солнечной короне (особенно на затменных снимках с высоким разрешением) с тем, что следует из МГД сплошной среды. Вся корона структурирована: шлемовидные структуры, высотные арки и, особенно, нитевидные протяженные тонкие ($\leq 1''$) лучи, уходящие без изменений за пределы видимости (> десятка солнечных радиусов). Все эти тонкоструктурные корональные образования не соответствуют критериям МГД устойчивости Сайдемена и Крускола–Шафранова (1975) для закрученных магнитоплазменных «нитей» (Михайловский, 1977). Устойчивыми должны быть цилиндрические структуры, у которых $d/l \approx 10$ (где $d$ — диаметр «нити», $l$ — ее длина), тогда как в короне наблюдаются весьма устойчивые «нити» с $d/l > 10^2$–$10^3$. При длине, значительно превышающей условия устойчивости плазменного цилиндра с продольным током, с неизбежностью возникают пинчевые сжатия с последующим разрывом всей структуры.

Особый интерес представляют новые наблюдения переходной области хромосфера-корона (Berger, 1999), которая раньше принималась за тонкий слой с внезапным скачком температуры от $10^4$ до $10^6$ K. Новые наблюдения с высоким пространственным разрешением показали, что переходная область не тонкий слой, и в ней на фоне «холодной» плазмы ($T \sim 10^6$ K) наблюдается характерная совокупность маломасштабных тонкоструктурных неустойчивых элементов (с собственными замкнутыми токами, и $T \geq 10^7$ K), которые авторы назвали «moss». И хотя природа «moss» еще мало изучена, важен сам факт существования дискретных тонкоструктурных магнитоплазменных элементов и в переходной зоне.

Общий вывод: тонкоструктурность солнечной плазмы на всех высотах атмосферы и под фотосферой является главной особенностью солнечной замагниченной плазмы. То, что под фотосферой существуют тонкоструктурные магнитоплазменные филаменты, следует также из экспериментов по поглощению *P-моды* (5-минутных) звуковых колебаний в пятнах и АО. Так по измерениям спектра колебаний в АО с пятнами (Bogdan et al, 1997) интенсивность 5-минутных колебаний на $\geq 30\%$ зани-

жена по сравнению с соседней невозмущенной фотосферой. Этот эффект связан с характерным резонансным поглощением *P-моды* в «нитевидных» магнитных трубках пятен и АО под фотосферой. Любопытно в этой связи отметить, что в наших (Могилевский, Обридко, 1973) первых же длительных ($\propto 1^h$) измерениях спектра колебаний в простом пятне, 5-минутный максимум почти отсутствовал по сравнению с высоким максимумом, с периодом 180 с. Кстати, это было первое определение 3-минутных колебаний в магнитном поле солнечного пятна (одновременно 3-минутные колебания в спектре доплеровской скорости в пятне обнаружил Bakers). Позже 3-минутные колебания тщательно исследовались рядом авторов. Они генерируются в переходном слое фотосфера-хромосфера и не проникают в конвективную зону. Имеются и другие экспериментальные гелиосейсмологические данные наблюдений подфотосферной замагниченной плазмы, например, метод кольцевых диаграмм, данные об аномальном коэффициенте диффузии и др., указывающие на дискретную структуризацию плазмы в конвективной зоне.

# Глава II

## О ВОЗМОЖНОЙ ПРИРОДЕ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ СОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Мы уже рассматривали ряд вопросов, связанных с наблюдениями, которые трудно понять в рамках теории МГД сплошной среды. Мы предположили, что, введя представление о дискретной тонкоструктурной составляющей солнечной замагниченной плазмы, можно попытаться преодолеть отмеченные трудности, получить проверяемые наблюдениями новые представления об эволюции явлений солнечной активности и о структурных особенностях внутреннего строения Солнца как звезды. Эти представления о дискретной структуре замагниченной плазмы имеют всеобщее значение, и потому такие исследования дискретной структуры солнечной плазмы являются важным новым направлением исследований, и могут считаться новой парадигмой.

История этой проблемы может быть отнесена еще к 50–60-м годам XX века. Она связана с выходом книги А.А. Власова «Статические функции распределения», в которой четко разделены свойства лабораторной и космической плазмы. Если для лабораторной плазмы все интегралы сохранения и само ее существование определяются стенками сосуда, в которой она получена, то для космических объектов непроницаемых стенок нет, и Власов ввел понятие соотношения структурности:

$$\int_{v} f(x_1, p)d\tau \leq \Phi(\bar{B}, \bar{J}, \bar{U}, \rho \ldots t), \qquad (2.1)$$

где $f(x_1, p)$ — статистическая функция распределения составляющих рассматриваемой плазмы в фазовом объеме ($v$), Ф — функционал, устанавливающий взаимосвязь векторов магнитного поля $\bar{B}$, токов $\bar{J}$, макроскорости $\bar{U}$, плотности ρ, других

параметров и времени $t$. Неравенство нулю функционала Ф обеспечивает самосохраняемость космической (в т. ч. солнечной) плазмы. Функционал Ф определяет нерасходимость функции распределения и его моментов, т. е. все законы сохранения, при условии (как увидим ниже) образования ряда дискретных структур. Характерной особенностью уравнения (2.1) является то, что при заданном потенциале взаимодействия для совокупности элементов любого масштаба образуется ряд дискретных структур (по Власову — «плазмоидов»), при существовании которых возможна сохраняемость всей системы. Решение (2.1) удовлетворяется при вполне определенных дискретных значениях параметров, определяющих иерархию пространственно-временных топологических структур. Как упоминалось выше, (гл. I), иерархия тонкоструктурных элементов, действительно, своим существованием обеспечивает эволюционное развитие явлений солнечной активности. Следует учесть, что маломасштабные элементы солнечной плазмы (MFT по Паркеру, 1982) имеют ограниченное (часто короткое) время существования, которое меньше времени жизни тех или иных явлений активности. Это означает, что динамические явления под фотосферой (как первичный источник структур солнечной атмосферы) действуют длительно, компенсируя распад неустойчивых исходных маломасштабных составляющих. Такой процесс длительной генерации структурных элементов обеспечивается дополнительным притоком тепловой энергии, расходуемой на возбуждение элементов солнечной активности. Этот «избыточный» (превышающий «нормальную» светимость Солнца в 11-летнем цикле в среднем на 2–3%) энергопоток, связанный с приходом теплового «импульса» к основанию конвективной зоны, меняется заметно в масштабе циклической активности Солнца. Одна из особенностей (кроме 11 и 22-летней цикличностей) этого «избыточного» теплового потока состоит в существовании для него периода в 2–3 года (квазидвухлетние вариации)*. В недавно опубликованной работе (Dzeimbowski et al, 2000) приведен ряд новых результатов гелиосейсмологических исследований по наблю-

* Отметим, что квазидвухлетние вариации в геомагнитном поле впервые выявил Ю.Д. Калинин, еще в начале 50-х годов XX века.

дениям на КА SOHO. Проведя 12 длительных и непрерывных (по 72 дня) серий наблюдений в 1996—1999 гг., авторы получили следующие результаты:

а) Существует 2—3 летняя квазипериодичность повторений распределений дискретных зон возмущений во всей конвективной и частично в лучистой (до глубин $r/R_\Theta \sim 0{,}5$) зонах; амплитуда максимумов возмущения доходит по магнитному полю до 60 КГс. Таким образом, квазидвухлетние вариации на Солнце носят глобальный характер.

б) Имеет место нарастающая асферичность солнечного диска, в основном, в приэкваториальном (±15°) поясе ($\Delta R/R_\Theta \approx 10^{-4}$), достигшая максимума к 1998 г. Дальнейшие наблюдения покажут, вероятно, каков общий период такой асферичности, и связан ли он с «малым» (квазидвухлетним) или «большим» (11-летним) циклами.

Такие глобальные изменения в глубинах Солнца невозможны без дополнительного (за счет сверхстационарного переноса излучением) потока энергии из ядра. Может он возникнуть также при быстрой ($t \sim 10^6$ с) транспортировке через лучистую зону (ЛЗ) дискретного теплопотока. Этот материал более детально обсуждается в работе Иванова-Холодного и др. (2001).

Само существование стационарного Солнца обеспечивается расходом большей части (~0,8—0,9) этой «избыточной» тепловой энергии на явления солнечной активности. Избыток (0,1%) регистрируется в виде квазидвухлетней периодичности общего солнечного излучения (irradiance). Так что солнечная активность обеспечивает стационарность всего Солнца. Эта схема, требующая дальнейшего экспериментального обоснования, должна рассматриваться как допустимая гипотеза.

Для анализа выражения (2.1) рассмотрим случай протонно-электронной плазмы в осесимметричном магнитном поле $\overline{B}$ и с конвективной скоростью $U$. Если использовать дополнительно систему уравнений Максвелла, то тогда статистическая функция будет (Власов, 1936)

$$f(r, \rho) = R\rho(rz - ut)\exp\left(-\frac{E}{k\Theta_m} + aI\right), \qquad (2.2)$$

где

$$I = R\sin\vartheta(U_r + \frac{e}{MC}A_r)\,. \qquad (2.3)$$

Здесь ρ — пространственная плотность маломасштабных элементов с координатами $r$, $\vartheta$, $z$, общей энергией $E$, макрозарядом $e$, и массой $M$; $A_r$ — компонента вектор-потенциала магнитного поля; $k\Theta_m$ — энергия случайных движений маломасштабных элементов; $R$ и $a$ — постоянные нормировки. Особенность полученной функции распределения (2.2) и (2.3) состоит в том, что она сама становится анизотропной с выделенным направлением распределения по полю исходных тонкоструктурных элементов, с определенным вектором их диффузии. Другой особенностью функций распределения (2.2) и (2.3) является то, что даже при «постоянном» магнитном поле $\bar{B} = \text{rot}\,A = \bar{C}_0(t, r)$ могут происходить изменения структуры и энергии системы, если $\bar{C}_0(t, r)$ адиабатически изменяется. Это противоречит известной теореме Борна о неизменности функции распределения в системе с $\bar{B} \approx \text{const}$. Смысл полученной зависимости функции распределения от постоянного (или слабо изменяющего) вектора магнитного поля состоит в том, что изолированная, но структурированная, замагниченная плазма стремится в равновесном случае к минимуму энергии. Магнитное поле (потенциальное или бессиловое), состоящее из плазмоидов, определяет такую оптимальную структуру, в которой при отсутствии внешних возмущений (притока энергии) реализуется наиболее вероятное состояние всей устойчивой системы. Это не значит, что в какой-то ее части не нарушается равновесие. Но в силу введенного Власовым понятия о нелокальной статистической механике (Власов, 1978), локальные возмущения самоорганизуют всю систему так, что равновесие сохраняется как целое. Эти представления важно учитывать и при анализе солнечной активности при условии, что плазма содержит множество дискретных структурных элементов. Принцип квантования энергии системы элементарных частиц с сохранением стационарности системы лежит в основе квантовой механики. В нашем случае это принцип также реализуется в макросистеме. В частности, такой подход окажется полезным для понимания явления коронального выброса масс (CME), при котором локальное возмущение (на-

пример, эруптивный протуберанец) может изменить топологию магнитного поля части (или всего) солнечного диска с последующим затуханием и с возвратом в исходное состояние. Если принять обозначение, что $<\bar{h}>$ средняя напряженность магнитного поля исходных элементов, то, проинтегрировав функцию распределения по энергиям, можем перейти к совокупности дискретных магнитных моментов $m_j$ :

$$\bar{h} \int_E f dE \to \sum_{j=1}^{n} \bar{m}_j \, . \tag{2.4}$$

Поток всех этих элементов (с учетом вклада (2.2) и (2.3)), получим:

$$\bar{\Pi} = \sum_{j=1}^{n} K_j^L \nabla \bar{m}_j - \bar{m}_i \sum_{j=1}^{n} K_j^L \nabla \bar{m}_j \, . \tag{2.5}$$

Здесь $K^L$ — линейный коэффициент диффузии, который определяется при дифференцировании функции (2.2). Нелинейный коэффициент диффузии $K^{NL}$ можно получить, дифференцируя функцию (2.2) с учетом (2.3) по координатам (у нас по оси $z$). При этом появляются два слагаемых (из-за градиентов скорости $\nabla \bar{U}$, и магнитного поля $\nabla \bar{B}$) пропорциональные $\bar{m}$, т. е.

$$K_j^{NL} = -C m_j (\alpha \nabla \bar{U} + \beta \nabla \bar{B}) = m_j S_j \, . \tag{2.6}$$

Здесь $C$, $\alpha$ и $\beta$ соответствующие коэффициенты пропорциональности; функция $S_j$ определяет нелинейный поток $\bar{m}_j$ — элементов при наличии градиентов скорости и поля. Здесь учитывается взаимодействие между $n$-элементами на малых расстояниях $r_d$ по сравнению с характерным размером $L$ рассматриваемой общей структуры. Существенно, что анизотропность функции распределения элементов $\bar{m}_j$ вызвана стимулированной диффузией, обусловленной градиентами скорости и поля. Следуя работе (Таланов, 1983), можно эволюцию $\bar{m}_j$ элементов представить выражением

$$\frac{\partial \bar{m}_j}{\partial t} + div \, \Pi = F_i(\bar{m}_1, \bar{m}_2, \ldots \bar{m}_n, \bar{r}, t) \, , \tag{2.7}$$

где $\bar{m}_j$ — динамические переменные нашей системы тонкоструктурных магнитоплазменных элементов, $r$ — их координаты, $t$ — время, функция $F$ определяет мультипликативность нелинейности взаимодействия $n$-элементов, $\bar{\Pi}$ — поток элементов $\bar{m}_i$. Подставив в (2.7) выражения (2.5), (2.6), получим

$$\frac{\partial \bar{m}_j}{\partial t} = F(\bar{m}_1, \bar{m}_2, \dots \bar{m}_n, \bar{r}, t) - \\ - div \sum_{j=1}^{n} K_j{}^L \nabla m_j + div\, m_i \sum_{j=1}^{n} K_j{}^{NL} \nabla m_j \,. \tag{2.8}$$

Здесь $\bar{m}_i$ — магнитный момент $i$-го фрактального элемента магнитного поля, например, активной области; функция $F_i(\bar{m}_i$, $r_i$, $t)$ — определяет парные взаимодействия магнитных моментов с пространственными и временными координатами $r_i$ и $t$; $K_j^{NL}$ — нелинейный коэффициент диффузии, которая определяет процесс образования и распада магнитоплазменных структур. Этот нелинейный коэффициент определяется приближенно как

$$\bar{K}_j^{NL} \cong (\nabla \bar{U} + \nabla \bar{B})\,, \tag{2.9}$$

где $\bar{U}$ и $B$ соответственно вектора скорости и магнитного поля фоновых магнитных полей, в пределах которых существует АО. Тогда

$$\sum_{j}^{n} K_j^{NL} \bar{m}_j = E \tag{2.10}$$

где $E$ — энергия, которая необходима для образования и эволюции магнито-плазменных структур. Если в (2.8) $\bar{m}_i$ представить через среднюю величину $<\bar{m}_i>$ и $\delta\tilde{m}_i$ — флуктуации элементов магнитного поля, т.е. $\bar{m}_i = <m_i> + \delta\tilde{m}_i$, то после подстановки (2.9) и (2.10) в (2.8) и соответствующего преобразования получим:

$$\frac{\partial(\delta\tilde{m}_i)}{\partial t} = K^{NL} \bar{m}_i \frac{\partial^2}{\partial r^2} (\delta\tilde{m}_i) \tag{2.11}$$

Линейный член диффузии выпадает, т.к. является решением уравнения (2.8) в линейном приближении. Решение волнового уравнения (2.11) можно искать в виде

$$\delta\bar{m}_i = \sum_j \delta\tilde{m}_j \exp[i(\omega_j t - k, r)] \cong \delta\tilde{m}^0 \exp[i(\omega^0 t - kr)]\,. \quad (2.12)$$

Здесь сделано упрощение: вместо решения в виде ряда Фурье с набором частот $\omega_i$ и волновых чисел $k_j$ оставлен для простоты только один член на резонансной частоте $\omega^0$. После подстановки (2.12) в (211) с учетом (2.10) получаем для амплитуды флуктуаций $\delta\tilde{m}_i$ уравнение типа Шредингера:

$$i\frac{\partial(\delta\tilde{m})}{\partial t} = E\frac{\partial^2(\delta\tilde{m})}{\partial r^2} \quad (2.13)$$

Отсюда следует:

а) $\delta\tilde{m}_i(r, t)$ означает флуктуации магнитного поля, которые в совокупности определяют вероятность изменения структуры поля, например, АО;

б) Состояние в процессе эволюции изменяется дискретно в соответствии с заданным дискретным значением свободной энергии *E;*

в) Эволюцию АО можно рассматривать, как последовательность дискретных квазиравновесных состояний с шагом, который определяет дискретное *E*.

Сделаем небольшое отступление, рассмотрев структуры дискретных элементов. До сих пор мы ограничивались общими выражениями для энергии *E* дискретных (тороидальных) элементов. Мы могли показать, что в турбулентной замагниченной плазме внешние шумы (любые хаотические воздействия) приводят к качественной перестройке режима — появлению новых стационарных незатухающих периодических осцилляций — возникновению упорядоченных структур. В сильно неравновесных открытых системах существует тенденция к самоорганизации (Харстхемке, Лефер, 1987).

Мы рассмотрели возможную гипотезу образования в конвективной зоне (КЗ) тороидальных плазменных маломасштабных элементов, при этом вопрос о величине энергии совокуп-

ности этих элементов (солитоны ли это, или дискретные элементарные плазмоиды) не решается. Чтобы получить решение уравнения Картовега–де Вриза не для плоской, а для трехмерной структуры дискретных элементов, нужно было решать двумерное уравнение Кадомцева–Петвиашвили. Это увело бы нас далеко за рамки настоящей монографии. Поэтому мы ограничимся оценками энергии $E$ совокупности солитонов путем качественного сравнения такой системы с топологическими солитонами (Камчатков А.М., 1982). Справедливость такого сопоставления следует из работы Петвиашвили, Похотелова, (1986), в которой уравнения Картовега–де Вриза и Черни (для вихревых волн), по сути, рассматриваются как плазма с уединенными, тороидальными, вихревыми элементами. Исходным уравнением является спиральность в МГД, которая является интегралом движения

$$I = \int\limits_{(V)} \bar{A}\, rot\, \bar{A}\, dV\,, \tag{2.14}$$

где $\bar{A}$ — вектор–потенциал магнитного поля $\bar{B} = \mathrm{rot}\,\bar{A}$.

При стационарном течении имеем систему исходных уравнений

$$\begin{gathered} div\bar{B} = 0; \quad div\bar{V} = 0; \quad rot[\bar{V}\,\bar{B}] = 0, \\ \left(\bar{V}\,\nabla\right)\bar{V} = -\frac{1}{\rho}\nabla\left(\rho + \frac{B^2}{8\pi}\right) + \frac{1}{4\pi\rho}\left(\bar{B}\,\nabla\right)\bar{B}. \end{gathered} \tag{2.15}$$

Эти уравнения удовлетворяются, если движение плазмы происходит по магнитным силовым линиям со скоростью,

$$\bar{V} = \pm\bar{B}/(4\pi\rho)^{1/2}\,, \tag{2.16}$$

и давление подчиняется уравнению

$$P + \frac{B^2}{8\pi} = P_\infty = \mathrm{const}\,, \tag{2.17}$$

Вводится второй интеграл движения — момент количества движения, который стабилизирует «расплывание солитона»:

$$\bar{M} = \rho \int\limits_{(V)} [\bar{x}\,\bar{v}]\, dV = \frac{1}{2}\left(\rho\pi^3\right)^{1/2} B_0 R^4 , \qquad (2.18)$$

здесь ρ — средняя локальная плотность, $x$ — смещение солитона, $B_0$ — поле на большой оси тороида, $R$ — радиус солитона.

Тогда энергия солитона (уединенного тороида) при условии $E_k \approx E_m$

$$E = \int\limits_{(V)} \left( \frac{\rho v^2}{2} + \frac{B^2}{8\pi} \right) dV = \frac{\pi}{32} B_0^2 R^3 . \qquad (2.19)$$

Из сохранения интегралов движения $I$ и $M$ следует:

$$R = (M^2/4\pi\rho I)^{1/4};\ B_0 = 8(\rho/\pi)^{1/2}\ I/M . \qquad (2.20)$$

Если принять плотность плазмы конвективной зоны (КЗ) по модели Spruit (1991) $\rho \approx 1{,}6 \cdot 10^{-4}$ г·см$^{-3}$, то при $R \approx 10^7$ см и $B_0 \approx 5 \cdot 10^3$ с получим энергию тороида $\approx 2{,}5 \cdot 10^{25}$ эрг. Время жизни солитона-тороида можно оценить, если определить изменение энергии

$$\frac{dE}{dt} = \frac{1}{\zeta} \int\limits_{(V)} j^2 dV \approx \frac{c^2 B_0^2 R}{\zeta} , \qquad (2.21)$$

где ζ — проводимость (по таблице Spruita), $c$ — скорость света, $j$ — ток. Тогда

$$E \Big/ \frac{dE}{dt} \approx \Delta t \approx \zeta R^2 / c^2 . \qquad (2.22)$$

В нашем случае $\Delta t \approx 10^3$ с.

Очевидно, что приведенные оценки носят скорее иллюстративный характер, хотя некоторым тестом могут служить измеренные данные «moss» на КА TRACE, если принять, что яркие точки в магнито-плазменной струе соответствуют тороидальным солитонам. По оценкам авторов (Berger et al., 1999), $R \approx 10^7$ см, энергия эмиссии одного тороида $\approx 10^{25} \div 10^{26}$ эрг. Полученное значение времени жизни на порядок меньше оцен-

ки по формуле (2.22). Мы допустили, что наблюдаемые на TRACE яркие «точки» подобны тем тороидным плазмонам, которые генерируются в конвективной зоне с временем жизни: $t = \zeta R^2/c^2 \approx 10^3$ с.

Приведенные грубые оценки энергии, времен жизни и др, иллюстрируют только возможные значения этих параматров. Произвол в оценках начинается с величины $R$, которую принимаем за внутренний, наиболее вероятный размер турбулентности в конвективной зоне. Только дальнейшие эксперименты на TRACE (или на другом современном КА), при которых размеры ярких «точек» в магнитной струе оцениваются $\approx 10^7$ см, могут служить оправданием приведенных оценок. Эксперимент показал, что приведенные оценки энергии и времени фрактальных элементов (см. рис. 5), и жизни солитона близки к реальным.

Общее заключение состоит в том, что топологический (и ему подобный) солитон, в принципе, может обеспечить энергию вспышки при резком переходе из плотной конвективной зоны (КЗ) в более разреженную среду атмосферы (переходного слоя). Как указывалось выше, при пульсациях тороидов в магнитном поле КЗ происходит «магнитная накачка», которая оценивается коэффициентом усиления $K = |\bar{B}|/|\bar{B}_0| = -4Vt/|B|$. Здесь $\bar{V}$ — конвективная скорость, $R$ — длина большой оси плазмоида; тогда $K \cong 10^2$. Такие плазмоиды с $B_0 \approx 10^4$ Гс теряют на границе фотосферы энергию так, что обособленные тороиды (сфокусированные макрополем плазменной струи) сохраняют только 1/10 своей энергии, и на уровне переходного слоя их энергия сравнивается с приведенной оценкой $\approx 5 \cdot 10^{27}$ эрг (с учетом накачки). Если иметь в виду вспышку, то в импульсной фазе требуется $\geq 10^3$ диссипирующих тороидов. Это примерно соответствует тому, что зарегистрировано на TRACE в потоке ярких элементов вспышки (см. рис. 5 и 6).

Активная область (АО) на Солнце или комплекс АО занимают относительно малый объем Солнца (или ее конвективной зоны). Размеры ее по толщине $\geq 0{,}2 \div 0{,}3 R_\Theta$: конвекция возбуждает крупномасштабные колебания различной моды, которые приводят к турбулентности. Тогда в узком канале связи АО (или комплекса АО) во всей конвективной зоне будут распространяться простые волны, т. е. волны с произвольной ам-

плитудой. Они могут приводить к усилению магнитного поля при магнитной «накачке» и изгибным колебаниям элементов $\bar{m}_i$. Оценки показывают, что в модели конвективной зоны (КЗ) Spruit коэффициент усиления поля $\approx 10^2$.

Рассмотрим характер взаимодействий элементов $\bar{m}_1$ и $\bar{m}_2$. Их условно можно разбить на статическую и волновую части. Магнитная энергия пары $\bar{m}_1$ и $\bar{m}_2$ будет состоять из двух частей

$$W_{1,2} = E_{1,2}^{ст} + E_{1,2}^{в} = (E_1 + E_2 + E_{1,2})^{ст} + E_{1,2}^{в}. \qquad (2.23)$$

Здесь

$$E_{1,2}^{ст} = m_1^2 + m_2^2 + \int\limits_{(r)} m_1(r)\, m_2(r) G_{1,2}(r,d)\, dr\,, \qquad (2.24)$$

где $G_{1,2}(r, d) = G_{1,2}(|\, r_1 - r_2\, |)$ — функция Грина типа потенциала Дебая.

Если элементы $\bar{m}_1$ и $\bar{m}_2$ колеблются с частотами $\omega_1$ и $\omega_2$ и фазами $\varphi_1$ и $\varphi_2$ так, что $\Omega = \omega_1 - \omega_2$; $\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, а электромагнитное трение с окружающей средой $\approx e^{-\gamma}$, то тогда

$$E_{1,2}^{в} = \int\limits_{(r)} \bar{m}(r_1)\bar{m}_2(r_2)\, \frac{\cos\varphi - (\Omega/\gamma)\sin\varphi}{1 + \left(\Omega/\gamma\right)^2}\, dr\,. \qquad (2.25)$$

Особенностью этого интерференционного члена является то, что в зависимости от значения параметров $\varphi$ и $\Omega/\gamma$ энергия волнового взаимодействия может быть больше или меньше нуля, что определяет, в совокупности с другими членами (2.23), притягивание или отталкивание взаимодействующих элементов $\bar{m}_1$ и $\bar{m}_2$. Как видно из изложенного, система, состоящая из фоновой плазмы и вкрапленных дискретных составляющих, при отсутствии внешних граничных условий, определяется статистической функцией распределения взаимодействующих микроэлементов. Состояние макросистемы определяется дискретным значением энергии микроэлементов и характером их взаимодействия.

До сих пор мы не конкретизировали природу и свойства самоорганизующихся микроэлементов. В общем случае теорией самоорганизации систем множества дискретных микроэле-

ментов с образованием соответствующих макроструктур занимается новая, быстро прогрессирующая междисциплинарная наука — синергетика. На соотношение дискретного и непрерывного, взаимосвязь порядка и хаоса в различных системах обращали свое внимание А. Пуанкаре, Дж. Нейман, А. Тюринг. Но сформулировать предмет и методы решения задач синергетики в наше время смогли Хакен, Пригожин и др.

Сделаем краткое отступление и поясним, что образование макроструктур в среде взаимодействующих маломасштабных элементов следует из общих принципов синергетики (Хакен, 1983) — науки о самоорганизации, — фундаментальном свойстве неравновесных, энергетически открытых нелинейных систем. Синергетика носит весьма универсальный характер и применима к любым энергетически открытым нелинейным и неравновесным системам. Основы синергетики несколько по-разному изложены в монографии Хакена (1983) и в книге Пригожина (1985). В последней основное внимание уделяется процессам, далеким от термодинамического равновесия. В энергетически открытых системах такой подход связан с образованием диссипативных структур, на границе фазовых областей. Второе начало термодинамики указывает «стрелу времени», т.е. в каком направлении следует ожидать ход процесса. Пригожин выдвигает следующие идеи:

а) Необратимые процессы реальны так же, как и обратимые; они не являются следствием приближенного описания обратимых процессов;

б) Необратимые процессы играют конструктивную роль в физике, химии, биологии и т.д. Они определяют возможность возникновения дискретных структур, возможность самоорганизации в энергетически открытых нелинейных системах.

Хакен и его последователи рассматривают и применяют, в основном, статистические методы описания неравновесных диссипативных процессов в самых разнообразных объектах знаний: физике, химии, геологии, экономике и т.д. Несмотря на столь разнообразные области применения, удается показать, что процессы образования, эволюции и распада открытых энергетических макросистем следуют одинаковым закономерностям. Наличие нескольких параметров порядка (т.е. параметров, определяющих развитие всей системы) создает

ситуацию, близкую к новому состоянию. Это и есть бифуркация. В этом процессе перехода возникает определенная связь между параметрами порядка («принцип соподчинения»), так что определяющим данное преобразование, бифуркацию, остается только один параметр. Использование статистической теории неравновесных процессов (независимо от природы самих микрообъектов) при синергетическом взаимодействии диссипативных структур приводит к процессу самоорганизации макросистемы. Переход от ламинарного течения к турбулентному происходит через последовательность фазовых переходов, через ограниченный ряд самоорганизующихся структурных состояний.

Это краткое изложение некоторых принципов синергетики вполне применимо при описании процессов структуризации замагниченной солнечной плазмы на разных уровнях, от конвективной зоны до высот фотосферно-хромосферно-корональных структур. Рассматриваемая система энергетически открыта. Приток энергии идет из ядра и лучистой зоны, а отток энергии — через образование диссипативных структур в широком пространственно-временном спектре с последующей частичной диссипацией (потерей энергии) в виде солнечного ветра, глобального излучения («солнечной постоянной»), волнового излучения, явлений солнечной активности во всем спектральном диапазоне, и генерации высокоэнергичных частиц (солнечные космические лучи). Нелинейность среды, неравновесность и наличие определенного взаимодействия «микросоставляющих» с необходимостью приводят к образованию разнообразных макроструктур явлений солнечной активности. Поэтому применение методов и принципов синергетики для понимания природы явлений солнечной активности не только оправдано, но является необходимым.

Проблема неупорядоченных макроструктур основана на характерном свойстве масштабной инвариантности (скейлинга) микроструктурных составляющих. В математике фрактал представляет множество точек в метрическом пространстве, для которого невозможно определить традиционные размерности: длину, площадь, объем. Задача измерений таких множеств сводится к определению размерности Хаусдорфа–Безиковича, которая по-разному вычисляется для статических и времен-

ных рядов. Фрактальные формы свойственны огромному числу процессов и структур. Мандельброт представил математическое выражение для общих закономерностей геометрических свойств физического мира. Особые условия возникают при образовании макроструктур, когда «микроэлементами» являются самоподобные структуры — фракталы. Эта ветвь самоорганизации структурных агрегатов из фрактальных элементов имеет свой характерный математический аппарат (Mandelbrot, 1982). Фактически, и раньше мы уже использовали фрактальную самоорганизацию, принимая, что солнечная плазма состоит (в согласии с наблюдениями) из маломасштабных элементов-фракталов. И в данном случае подобие самоорганизации фрактальных кластеров (совокупностей) инвариантно для разного масштаба, и для процессов, которые протекают в широких временных масштабах. Это свойство нелинейных явлений, у которых в процессе развития расходятся фазовые траектории, в том числе, вследствие особенностей начальных условий. Сравнивать в этом случае нужно не траектории двух систем, а более сложные фазовые характеристики, определяющие внутренние свойства изучаемого процесса. На фазовой плоскости таким объектом является аттрактор. В фазовом пространстве для нелинейной системы используется «странный аттрактор», который обладает необычными геометрическими свойствами — канторовой характеристикой (множество, построенное по определенному принципу) или фрактальной структурой совокупности самоподобных элементов. Преимущество такого подхода в понимании эволюции разнообразных солнечных явлений состоит, прежде всего, в том, что мы можем не вникать в понимание внутренней структуры микроэлементов, которые, в ряде случаев, находятся за пределами пространственно-временного разрешения фракталов. Основное внимание следует уделять эволюции системы, рассматривая закономерности образования макрофрактальных кластеров — агрегатов. Важно подчеркнуть, что синергетически-фрактальный подход, как увидим ниже, снимает многие трудности в понимании природы солнечных явлений при традиционном использовании МГД сплошной среды, о которых говорилось выше. Отметим, например, существование весьма протяженных тонкоструктурных магнитоплазменных «нитей» в короне,

ряд проблем солнечных вспышек (накопление и реализация энергии), структуры и эволюции солнечных пятен и т.д. Синергетически-фрактальный подход способствует получению целостной картины образования и распада структур солнечных явлений, определяет их «стрелу времени» развития. Можно надеяться, что такой подход имеет всеобщее значение для астрофизических объектов, начиная от солнечного ветра и до тел «большой астрофизики» (структуризация в звездных скоплениях, галактиках и т.д.).

Важнейшим свойством фрактальной среды является самоподобие (инвариантность), которую нетрудно выявить и в крупномасштабных агрегатах. Один из примеров такого самоподобия рассматривался выше, когда обсуждалась аналогия солнечных вспышек и явления корональных выбросов масс (Coronal Mass Ejection — *CME*). Несмотря на явное различие пространственного и временного масштабов этих явлений, удалось выявить подобие ряда свойств *CME* и вспышек, что указывало на фрактальную природу магнитоплазменных макроявлений на Солнце.

Другим примером фрактальности магнитных полей на Солнце может служить серия работ Абраменко и др. (1999). Используя векторные магнитограммы Пекинской обсерватории для ряда АО, авторы вычисляли масштабную инвариантность и токовую спиральность поля $h_c = \int_{(V)} B_r(\bar{\nabla} \times \bar{B})_r dr$. Расчеты проводились в периоды, близкие к солнечным вспышкам, с целью определения предвестников вспышек в изменении магнитного поля. Оказалось, что в больших пределах пространственного разрешения (от 15000 км до 1500 км), последний из которых близок к пределу пространственного разрешения магнитограмм, сохраняется масштабная инвариантность (скейлинг). Это указывает на существование фрактальной структуры магнитного поля АО. Для выяснения того, какие процессы изменения поля и токов связаны со вспышками, авторы вычисляли скейлинг токовой спиральности в радиальной составляющей магнитного поля $B_r$ и убедились, что как магнитное поле, так и токовая спиральность во время вспышек меняется по всей высоте от подфотосферных глубин (по спектральным наблюдениям Аликаевой и др. 1993), до корональных высот.

Диссипация поперечного фотосферного поля является первопричиной энергии вспышек. Сам процесс энерговыделения вспышек описан моделью Parker (1987) микровспышек (модель *SOC* — self-organized criticality), т. е. аннигиляции части маломасштабных магнито-токовых элементов. Для нас в данном случае существенен не столько сам процесс реализации энергии поля при вспышках, сколько экспериментальные подтверждения существования в магнитном поле АО фрактальной структуры. Процесс микровспышек весьма подобен тому, что наблюдали американцы в moss`e (Shrijver at al, 1999) и Ковалев и др. (2001) в мягком рентгене. Отметим, что Паркер развил идею микровспышек как механизма нагрева короны. Наличие пространственной инвариантности (скейлинга) в магнитном поле и токовой спиральности являются прямым подтверждением фрактальности магнитного поля солнечной плазмы в АО. Структурная функция для магнитного поля имеет степенной характер (Костюшенко, Тимашев, 1998). Это также аргумент в пользу фрактальной природы магнитоплазмы солнечной атмосферы и подфотосферных слоев (до измеренных пока небольших глубин).

В качестве обоснования фрактальной структуры Солнца на всех высотах (от фотосферы до основания КЗ) можно использовать временные ряды глобальных характеристик солнечной активности. В работах Костюшенко и Тимашова (1998) и Салахутдиновой (1999) независимо был проведен такой анализ временных рядов различных индексов солнечной активности. Используя ряд глобальных индексов: числа Вольфа, интенсивность радиоизлучения на $\lambda = 10{,}7$ см, болометрический поток излучения (irradiance), число вспышек и др., рассчитывается спектр мощности и структурная функция второго порядка для временного ряда. Оказалось, что спектр мощности для низких частот различных индексов определяется простым степенным выражением:

$$\varphi \cong f^{-\beta}, \tag{2.26}$$

где $\beta$ — постоянная, близкая к единице, а $f$ — частота событий.

Расчет спектральной мощности, например, временного ряда индекса $U(t)$, определяется автокоррелятором стационарного процесса

$$\Psi(l) = \langle U(t)U(t + l)\rangle, \qquad (2.27)$$

где $l$ — шаг временного ряда.

В качестве второй характеристики временного ряда используется часто разность моментов $\Phi^{(P)}(l)$ порядка $P$ (обычно берут $P = 2$), для структурной функции

$$\Phi_2(l) = \langle| U(t) - U(t + l) |^2\rangle. \qquad (2.28)$$

Последнее и есть структурная функция второго порядка.

Аналогичный вид имеет спектр мощности для фликкер-эффекта (т. е. эмиссии электронов с катода). Это доказывает, что Солнце в глобальном смысле представляет собой фрактальную систему. Аналогично можно рассчитать спектр мощности, а также структурную функцию для крупномасштабных магнитных полей, выделив их по одному из признаков (2.27 и 2.28).

Как возникают в солнечной магнитоплазме самоподобные фракталы, т. е. самоподобные исходные элементы, которые при случайных движениях, взаимодействуют между собой, и образуют фрактальные совокупности (кластеры)?

Одна из возможных гипотез, предложенная нами (Могилевский, 1989), состоит в следующем. В турбулентной среде замагниченной плазмы конвективной зоны, (да и в атмосфере Солнца), имеется целый широкий спектр пространственных неустойчивых элементов. При движении в слабом фоновом магнитном поле происходит электрополяризация с тенденцией цилиндрических элементов к замыканию и образованию токово-плазменных тороидов. Выживают (т. е. сохраняются на некоторое время) те маломаштабные тороиды, которые соответствуют внутреннему (наиболее часто встречаемому) масштабу турбулентности $d$. Большие тороиды в турбулентной среде, так же как и очень малые, не выживают из-за столкновений. Таким образом, если в некотором объеме замагниченной плазмы имеет место приток энергии, который поддерживает турбулентность, возникает совокупность самоподобных тороидов преимущественного размера $d$ (естественно, с некоторым разбросом размеров). Такая картина представлена на рис. 8.

Аналитически этот процесс можно описать, используя исходное уравнение моментов

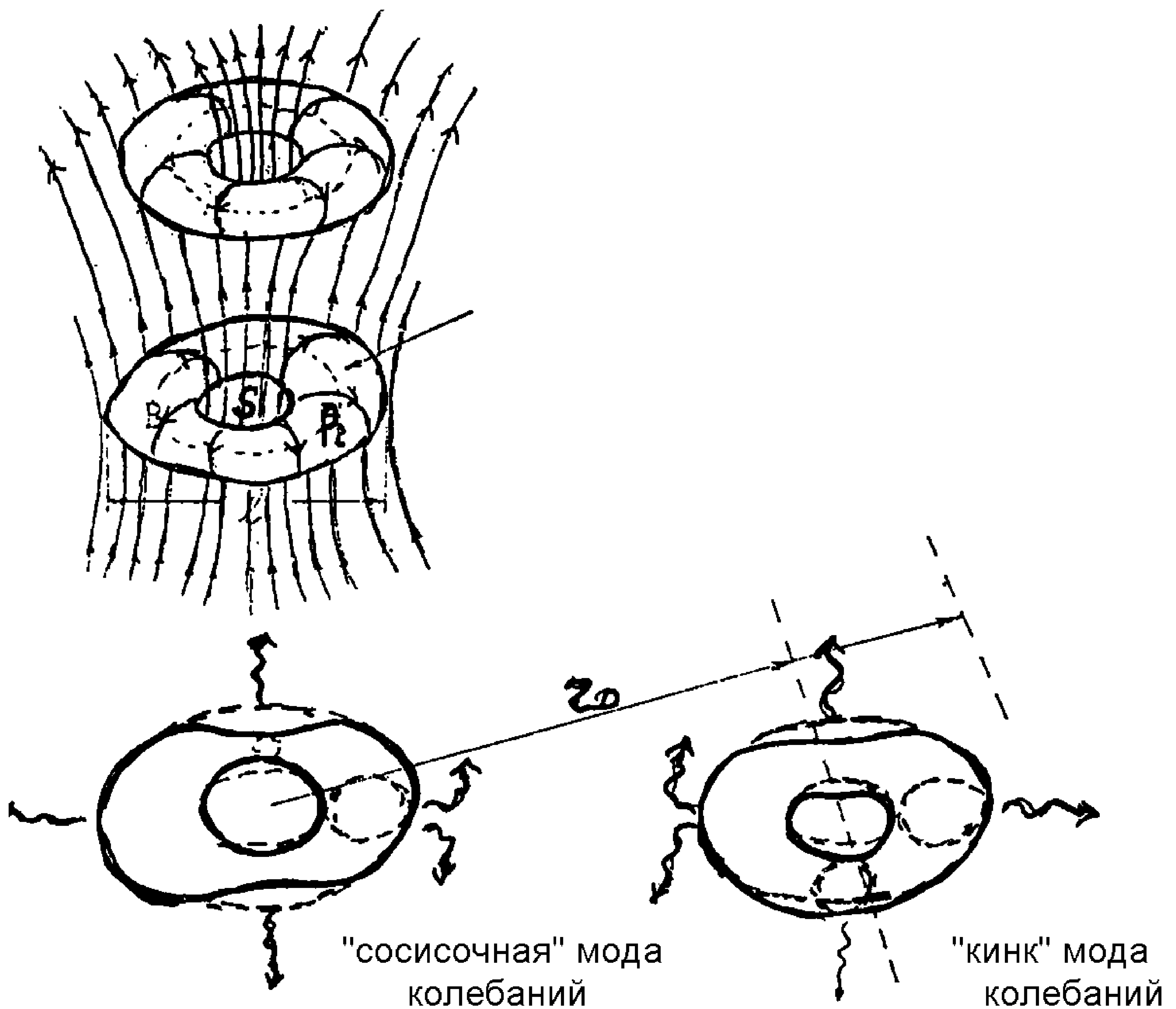



Рис. 8. Верхняя часть рисунка — схема возможного «сценария» образования фрактальных тороидных элементов. В нижней части рисунка — схема взаимодействия флуктуирующих фрактальных элементов, рассмотренных в тексте.

$$\frac{\partial \bar{V}}{\partial t} = \bar{V} \times (\bar{\nabla} \times \bar{V}) - \bar{\nabla}(\Pi + \frac{1}{3}V^2) + \bar{e}_z \Delta P / \rho g . \qquad (2.29)$$

Применив оператор «rot» к выражению (2.29), получим

$$\frac{\partial \omega}{\partial t} = \bar{\nabla} \times (\bar{V} \times \omega) + e_z \times \bar{\nabla}(\Delta p/\rho) , \qquad (2.30)$$

где $\omega = \bar{\nabla} \times \bar{V}$; $\Pi = \frac{P(\rho)}{\rho} = C^2_{\text{звук}}$ . (2.31)

В анизотропном случае ($V_\varphi = 0$), получаем

$$\frac{\partial \omega_0}{\partial t} \cong \frac{\partial}{\partial \omega}\left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right). \qquad (2.32)$$

Уравнение (2.32) описывает колебания тороида в сферических координатах вблизи резонансной частоты $\omega_0$. Отметим, что согласно выражению (2.25), два соседних магнитоплазменных тороида будут взаимодействовать не только из-за положительного значения $E_{1,2}$, (см. формулу (2.25)), но еще потому, что в турбулентной среде по внутреннему («захваченному») магнитному потоку предположительно будут распространяться магнитозвуковые волны, которые приводят к деформации тороидов («сосисочной» и «кинк»-модам неустойчивых колебаний). Но при этом вдоль пучка «захваченной» замагниченной плазмы будут распространяться магнитозвуковые волны, которые создадут вокруг тороидов неравновесное (в «лицевой» плоскости) реактивное волновое давление. Последнее будет приводить к сближению соседних тороидов. Такое «нанизывание» магнитоплазменных тороидов образует «линейный» кластер фрактальных тороидов.

Отметим, что подобный же процесс образования длинной цепочки пузырьков имеет место в пузырьковой жидкости (Островский Л.А., 1976). Разница состоит только в том, что в нашем случае происходит естественное нарастание магнитного потока вдоль цепочки. Такая цепочка магнитных тороидов (они сохраняют свою индивидуальность, т. е. не сливаются из-за достаточно сильного внутреннего магнитного поля или замкнутого тока) сохраняется при случайном столкновении с подобной цепочкой, кинетическая энергия и общая масса которой может превалировать. В солнечной короне такая тонкоструктурная (нитевидная) цепочка может простираться на любое расстояние вопреки критериям МГД неустойчивости для сплошных сред, о которых речь шла в главе I. Выход подобной фрактальной (самоподобной) цепочки маломасштабных тороидов, в зависимости от направления внешнего слабого магнитного поля, может образовать замкнутые структуры, арки и весь «жесткий каркас» структур солнечной короны.

Отметим еще одно важное обстоятельство, возникающее в солнечной короне при наличии жесткого фрактального кластера, при $B \approx 30 \div 50$ Гс; $n \geq 10^{10}$ см$^{-3}$; $T \geq 2 \div 5$ МК. Магнитное поле фрактального кластера действует, в основном, вдоль оси кластера и не влияет на окружающую горячую разреженную ($T \leq 10^6$К; $n \leq 10^7 \div 10^8$ см$^{-3}$; $B \leq 1 \div 3$ Гс) плазму короны. Это зна-

чит, что слабое (с почти нулевым магнитным полем) корональное вещество вне фрактальных кластеров ($\beta = \varepsilon_{маг}/\varepsilon_{газ} < 1$) может претерпевать динамическое расширение согласно основной (исходной) идеи Parker (1963) о солнечном ветре, достигая на некотором расстоянии от Солнца сверхзвуковой скорости. Это не касается фрактальных кластеров, вышедших из фотосферы и хромосферы и сохранивших достаточно плотную плазму при высокой температуре и замкнутом магнитном поле. Высказанная здесь гипотеза, возможно, решает проблему стационарного солнечного ветра. В качестве косвенного аргумента можно предположить, что внутренние планеты солнечной системы, которые не имели собственного магнитного поля (Луна, Меркурий, Марс со слабым полем), могли в процессе эволюции полностью или частично потерять атмосферу так же, как это происходит во внешней короне Солнца. Это, конечно, не касается выброса корональных масс (явление *CME*), вспышечных процессов и потока вещества из корональных дыр, где имеется открытая конфигурация магнитного поля. Отметим, что стационарный солнечный ветер по предложенной гипотезе должен отличаться пониженной плотностью и повышенной сверхзвуковой скоростью. На высоких ($\varphi > 30°$) широтах, где спорадические вспышки и выбросы корональных масс (*CME*) почти не происходят, стационарный солнечный ветер действительно соответствует предложенной гипотезе. Это стало особенно ясным при измерениях солнечного ветра на КА «Улиссис», который проводил измерение выше и ниже плоскости эклиптики. Справедливости ради следует напомнить, что радиоастрономические измерения (по сцинциляциям звезд) солнечного ветра вне эклиптики, которые начал проводить еще в 50—60 годах В.В. Виткевич в ФИАНе, с большим радиоинтерферометром на метровом диапазоне (в 1965 г.), предшествовали результатам КА «Улиссис». Последующие измерения с этим оригинальным радиоинтерферометром подтвердили рост скорости солнечного ветра с ростом широты при измерениях вне эклиптики.

Рассмотренную выше модель образования фрактальных элементов и кластеров на Солнце, следует считать только возможным «сценарием», качественно согласующимся с некоторыми наблюдениями. Прямых экспериментальных данных в пользу рассмотренной модели, к сожалению, пока нет. Теоре-

тически, вопросами структуризации в нелинейных средах занимался ряд авторов (см. например, серию сборников « Нелинейные волны» Нижегородских семинаров, под редакцией Гапонова–Грехова и др.). Несколько иначе эту проблему решали в Институте Прикладной математики РАН (Самарский и др., 1987). Нелинейность среды обеспечивает множество возможных направлений эволюции диссипативного процесса, и возникновение при этом дискретных пространственно-временных структур (процессы «с обострением»). Это характеризует внутреннюю упорядоченность, образование структур, и их самоорганизацию в процессе эволюции. Конвективная зона и атмосфера Солнца вполне соответствуют таким нелинейным средам, которые описываются квазилинейным параболическим уравнением второго порядка, типа:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r}\left( K^{NL}(\bar{B}) \frac{\partial \bar{B}}{\partial r} \right) + Q(\bar{B}) \,. \tag{2.33}$$

Здесь $\bar{B}$ — вектор магнитного поля плазмы (в общем случае вместо $\bar{B}(r)$ может стоять температура $T$, концентрации $n$, и др.); $K^{NL}(B)$ — нелинейный коэффициент диффузии $K^{NL} = K_0 B^{\sigma}$; $r$ — координата (здесь линейный случай); $Q\bar{B}$ — степенная функция источника: $Q\bar{B} = q_0 B^{\beta}$; $K_0$, $q_0$, $\sigma > 0$; $\beta > 1$.

Режим «с обострением», т. е получение растущей в ограниченной области функции $B(r, t)$, возникает при $K^{NL} = K_0 B^G$, где $G = \text{const} > 0$, и также при степенной функции источника. При определенном соотношении $K^{NL}$ и $Q(B(r))$, $B$ растет со временем — образуется пространственно-временная структура. При таком подходе ясно выступает степенная нелинейность среды, т. е. все параметры имеют степенную зависимость. Исходное уравнение решается методом разделения функций (например, $B(r, t) = V(t)\theta(r)$). Полученные решения в эллиптических функциях определяются численными экспериментами при различных соотношениях $K^{NL}(B)$ и $Q(B)$.

Исходное квазилинейное параболическое уравнение 2-го порядка можно обобщить на многомерный случай:

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \sum_{i=1}^{N} \frac{\partial}{\partial r_i}\left( K^{NL}(\bar{B}) \frac{\partial \bar{B}}{\partial r_i} \right) + Q(\bar{B}) \,, \tag{2.34}$$

где

$$K^{NL}(\bar{B}(r)) = K_i \bar{B}^G;\ G = \text{const} > 0, \\ Q(\bar{B}) = q_0 \bar{B}^{\beta},\ \beta > 1,\ q_0 = \text{const}. \tag{2.35}$$

Все вышеизложенное, разработанное авторами (Самарский и др., 1987) в приложении к тепловым дискретным структурам, проверялось многочисленными численными экспериментами, и на экспериментах с «Т-слоем» (тепловой слой, в лазерном термояде и др.).

В приложении к солнечной замагниченной плазме важны принципиальные выводы этой теории:

а) В нелинейной среде с источником с необходимостью образуются дискретные диссипативные структуры, *LS*-режим, $\beta > \sigma + 1$.

б) Существенно, что при этом имеет место степенная нелинейность параметров среды, т.е. проявляется фрактальность.

Последнее указывает на то, что дискретные структуры на Солнце самоподобны и инвариантны для фрактальных множеств различного масштаба (в. т.ч. фрактальных кластеров). Этому общему положению должна соответствовать любая теория образования фракталов на Солнце. Рассмотренная выше возможная модель фрактализации в конвективной зоне и атмосфере Солнца не противоречит общим принципам степенной нелинейной среды.

В этом параграфе, как нам представляется, удалось показать, что наличие фрактально-кластерной структуры, в частности, в солнечной короне, естественно может решать некоторые проблемы, которые оказались неразрешимыми в рамках МГД сплошной среды.

Со времени появления первых фундаментальных работ Mandelbrot (1982) по фрактальным структурам (фрактальной геометрии) быстро развилось новое научное направление по исследованию процессов образования и свойств дискретных фрактальных структур в энергетически открытых нелинейных системах произвольного масштаба. Фрактально-кластерная среда должна обладать условиями устойчивости, энергоемкостью, подвижностью, структуризацией.

Одной из основных характеристик фрактальных структур является размерность Хаусдорфа–Безиковича $D$ — дробная

величина, превосходящая топологическую размерность *(d)* рассматриваемой системы. Фрактальная размерность становится более наглядной, когда мы рассматриваем изменение *D*, которое определяется свободной энергией системы. В зависимости от исходного материала (дискретный временной ряд или, как это часто бывает в гелиофизике, отдельные изображения — снимки, магнитограммы активных областей), вычисление фрактальной размерности производится по-разному. Временной ряд, согласно (Higuchi, 1988), определяет процесс образования и эволюцию макроструктуры. Тогда используется корреляционное соотношение типа

$$\lim_{(r_1-r_2)\to 0}\ \lim_{t\to 0} G(r_1, r_2, t) = g(r_1 - r_2) \cong (r_1 - r_2)^{-(d-D)}, \quad (2.36)$$

где $r_1$ и $r_2$ — координаты точек произвольно коррелированной структуры. Это означает, что в пределах ограничивающего контура задается множество взаимодействующих исходных самоподобных элементов (фракталов), которые в результате случайных движений и взаимодействий образуют кластеры (агрегаты). Таким образом можно определить, например, фрактальную размерность временного ряда длительных непрерывных измерений параметров солнечного ветра (например, алгоритм Higuchi, 1988).

При расчете фрактальной размерности (*D*) по отдельным снимкам фотосферы (пятен, факелов и т.д.), или по солнечным магнитограммам, нами был применен метод измерения с произвольным масштабом «δ» периметра $L(\delta)$ и площади $A(\delta)$, например, пятна. Измерительный масштаб «δ», в принципе, стремится к нулю. Для диффузионно-ограниченных агрегатов (например, пятно, корональная дыра и т.д.) Федер, (1991) ввел коэффициент

$$\mu = \frac{[L(\delta)]^{1/D}}{[A(\delta)]^{1/2}}. \quad (2.37)$$

Это выражение приводит к простому соотношению (с точностью до множителя $\cong 1$):

$$D = \frac{2 \lg L(\delta)}{\lg A(\delta)}. \quad (2.38)$$

Тестом этой формулы для установления фрактальной структуры на Солнце служила магнитограмма $B_{\|}$ АО 6891 (SGD) при $R_{\odot} \approx 50$ см полученная 29.10.91. При $\delta = 0{,}5$ мм и $\delta = 1$ мм были получены значения $D_{0,5} = 1{,}53$ и $D_{1,0} = 1{,}53$, т.е. выбор измерительного масштаба «δ» несущественен. Аналогичные значения $D$ были получены при использовании магнитограммы той же АО, в тот же день полученной с низким пространственным разрешением (10″) на обсерватории Okayama, тогда как в первом случае использовалась магнитограмма китайской обсерватории Beijing с пространственным разрешением 3″. Полученные значения ($D_0 = 1{,}53$ и $D_B = 1{,}53$) указывают на сохранение масштабной инвариантности, что характеризует фрактальную структуру агрегата (АО).

Второй тест фрактальности изменения контура АО 6891 был проведен по снимкам в мягком рентгене SXT-Johkoh 28–30 сентября 1991 г. Соответствующие измеренные значения коэффициента диффузии по методу Lawrence at al (1995) приведены в таблице 1.

Коэффициент линейной диффузии магнитного поля обычно ~ 1÷10 км$^2$/с, тогда как в нашем случае он оказался ~$10^3$ км$^2$/с. Для фрактальных агрегатов характерен нелинейный коэффициент диффузии. Аналогичное значение нелинейного коэффициента диффузии было получено по фотосферным магнитограммам в работе (Lawrence, 1991). После ряда упрощений в этой работе получено выражение для $K^{NL} \cong K^L r^{+\Theta}$ или

$$\lg (KNL / KL) = \Theta \lg r, \qquad (2.39)$$

где $K^L$ — коэффициент линейной диффузии, $r$ — расстояние, пройденное совокупностью фрактальных элементов. Параметр Θ определялся экспериментально.

Таблица 1. **Измеренные коэффициенты диффузии в АО**

| Даты | K, км$^2$/с |
|---|---|
| 28.09.91 | 888 |
| (1) 29.09.91 | 1250 |
| (2) 29.09.91 | 883 |
| 30.09.91 | 1480 |

Мы измеряли Θ по 10-ти характерным точкам границ АО 6391, которая наблюдалась 28–29 октября, по 5 снимкам за каждый день, через несколько часов. В нашем случае Θ оказалось 0,25. Это близко к значению Θ = 0,32, которое было получено в работе (Lawrence, 1991). Ниже будут приведены другие примеры проверки фрактально-кластерной структуры для АО и Солнца (точнее, конвективной его зоны и атмосферы) как целого.

Сейчас следует показать, что вариации фрактальной размерности $D$ характеризуют эволюцию и энергетику солнечных агрегатов, что следует из самого принципа структурной самоорганизации замагниченной солнечной плазмы.

Рассмотрим базовое уравнение синергетики (Хакен, 1985) для фрактальной размерности $D$

$$\frac{\partial D}{\partial t} = F(D, r, t) - div\,\overline{I}\ . \qquad (2.40)$$

Здесь $F(D,\ r,\ t)$ — нелинейная функция локального $(r,\ t)$ взаимодействия микро и мезо-элементов, дающих, соответственно, значения $D$ для $N$ и $S$ магнитных полей. Вектор $\overline{I}$ определяет поток компонент $D$. В общем случае линейной $D^L$ и нелинейной $D^{NL}$ диффузии получим

$$\frac{\partial D}{\partial t} = F(D, r, t) - div\sum_j K_j^L \nabla D_j - divD\sum_j K_j^{NL} \nabla D_j\ , \qquad (2.41)$$

где $j$ — выделенные основные участки АО с $N$- и $S$-полями. При неравновесном в процессе эволюции состоянии АО линейной диффузией можно пренебречь. Тогда выражение для $D^{NL}$ можно представить так:

$$D^{NL} = D_0^l + \tilde{D}^{NL}\ . \qquad (2.42)$$

Здесь ${D_0}^l$ — фрактальная размерность равновесной системы, соответствующей минимуму свободной энергии АО, $\tilde{D}$ — вариация фрактальной размерности в процессе эволюции. Величина $D^l$ является решением уравнения (2.41) при линейном приближении. Тогда подстановка (2.42) в (2.41) дает уравнение диффузии

$$\frac{\partial \tilde{D}}{\partial t} = K^{NL} \tilde{D} \frac{\partial^2 \tilde{D}}{\partial r^2}. \qquad (2.43)$$

Предполагается, что коэффициент диффузии в спокойных пятнах не зависит от координат, тогда $K^L \neq f(r)$. Однако для сложных групп (см. например, таблицу I) коэффициент диффузии нелинеен. В этом случае коэффициент $K^{NL}$ зависит от координаты $r$. Тогда, согласно работам Института Прикладной математики РАН (Самарский, 1987), уравнение (2.43) преобразуется:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r}\left( K^{NL}(r) \tilde{D} \frac{\partial D}{\partial r} \right). \qquad (2.44)$$

Это параболическое квазилинейное уравнение имеет решение в виде ряда дискретных значений, которые определяют внутреннюю упорядоченность (самоорганизацию). В нашем случае диссипативные структуры замагниченной плазмы выносятся последовательно конвективным движением. Магнитное поле при этом пульсирует (бегущие импульсы). Такого рода колебания в пятнах исследовались рядом авторов (Могилевский, Шельтинг и др., 1969). Отметим, что 3-минутные колебания магнитного поля в пятне на фотосферном уровне удалось впервые наблюдать на башенном телескопе ИЗМИРАН с магнитографом еще в начале 70-х годов (Могилевский и др., 1972). К сожалению, этому результату в те годы не придали большого значения. В последнее время Brynildsen et al. (2000) исследовали 3-минутные колебания над пятнами, анализируя временные серии регистрации в линиях *OV* 629 Å, *NV* 1238 Å и 1242 Å, и в хромосферной линии *SiII* 1260 Å в АО 8378. Оказалось, что 3-минутные колебания имеют пик больший, чем ранее отмечалось. Особенно важно, что выявляется явная нелинейность колебаний. Проведен тест нелинейности колебаний по оптически тонким линиям акустических волн (пропорциональность $\rho^2$). Обнаруженное распространение нелинейных акустических волн над пятнами в хромосфере и переходной зоне может быть обобщено и для случая колебаний над активными областями. Наличие нелинейных волн в солнечной атмосфере может иметь и более общий интерес (например, для

нагрева короны и т.д.). Энергия взаимодействия структурных элементов при нелинейной диффузии

$$aE = K^{NL}D, \tag{2.45}$$

где $a$ — нормализующий коэффициент свободной энергии $E$ рассматриваемой системы. Тогда из (2.44) с учетом (2.45) получим:

$$\frac{\partial D}{\partial t} = a\tilde{E}\,\frac{\partial^2 D}{\partial r^2}\,. \tag{2.46}$$

Поскольку рассматриваемая фрактальная система перколяционная (т. е. имеет место протекание энергии), то на границе «фазового перехода» ($f$), где прекращается нарастание фрактальных элементов, имеем следующие граничные условия для (2.46)

$$D\Big|_f = 0 \quad \text{и} \quad \frac{\partial D}{\partial r_n}\Big|_f = 0\,. \tag{2.47}$$

Условие (2.47) указывает на отсутствие потока фракталов, определяемого нормальной ($r_n$) производной. Существенно, что $D$ имеет колебательное решение, что соответствует квазипериодической эволюции АО с возможностью быстрой перестройки структуры. Если источник свободной энергии исчерпан ($E$ ~ 0), то из (2.46) следует: $D$ = const.

Постоянная $a$ определяется линейной диффузией. Справедливость соотношения (2.45) была экспериментально проверена по магнитограмме АО 5395 от 11 марта 1989 г. Значения $D$ определялись по формуле (2.38) по граничным изолиниям $B_{\|}$ фотосферного магнитного поля для $N$ и $S$ полярности. Они оказались почти равными: $D_S$ = 1,52 и $D_N$ = 1,53. При определении $D_S$ по изолиниям $H_{\|}$ = 1500 Гс и 1900 Гс было получено соответственно: $D_{S,1500}$ = 1,58 и $D_{S,1900}$ = 1,69. Таким образом, для участков с большой напряженностью поля (т. е. большой энергией поля) показатель $D$ увеличивается. Область, по которой определялось $D$, относилась к южной части очень сложного пятна магнитной «δ» конфигурации. В этом месте наблюдались мощные хромосферные выбросы, которые свидетельствовали о реализации свободной энергии. Аналогичные измерения

были проведены нами на магнитограммах в АО 6891 от 29 октября 1991 г. В локальных местах, где наблюдались вспышки, величина $D$ доходила до значения 1,89.

В завершение общей характеристики фрактальности солнечных АО упомянем критерий устойчивости возбудимой среды (размах колебаний), который определяется согласно (Федер, 1991) числом Херста:

$$H = D - d, \tag{2.48}$$

где $D$ — фрактальная и $d$ — топологическая размерности. При $H \leq 0{,}5$ система устойчива, а при $H > 0{,}5$ — динамически неустойчива. Для приведенных выше примеров АО 5391 и АО 6891 локальные значения $H$ в местах реализации свободной энергии оказались $> 0{,}5$, т. е. АО динамически неустойчивы. Соотношение (2.48) позволяет, согласно Берри, определять фрактальную размерность рассматриваемого множества, используя простое соотношение

$$D = (5 - \beta) / 2, \tag{2.49}$$

где $\beta$ — показатель в спектре мощности

$$\Psi = f^{-\beta}. \tag{2.50}$$

Здесь $1 < \beta < 2$; $f$ — частота явления.

Феноменологический анализ вспышек в АО и крупномасштабных (охватывающих часто большую часть солнечной поверхности) явлений корональных выбросов масс (CME), проведенный в работе (Могилевский, Обридко, Шилова, 1999), показал, что существует значительное подобие этих явлений. Эти данные наблюдений являются прямым следствием фрактально-кластерной структуры рассмотренных явлений в локальных (в АО), и крупномасштабных магнитных полях (КМП). В энергетическом и пространственном масштабах эти явления существенно различаются, но сохраняют характерную для фрактальных систем пространственно-временную инвариантность.

До сих пор (и далее в главе III) мы использовали понятие фрактального множества, не полностью раскрывая природу исходных составляющих. Правда, в рассмотрении наблюдаемых тонкоструктурных элементов кратко обсуждалась гипотеза образования тороидальных магнито-плазменных структур-

ных составляющих без достаточного обоснования их свойств. Мы кратко этот вопрос рассмотрели выше (смотри рис. 5—7) по результатам экспериментов на американском КА TRACE.

Во избежание недоразумений, следует четко определить различие между солитоном и фракталом.

Солитоны — это уединенные волновые возмущения в замагниченной, в нашем случае солнечной, плазме. Характерным свойством МГД-солитона (как и солитона в любой среде) является его неинтерферируемость. Это значит, что солитон не взаимодействует с себе подобным образованием: т. е. невозможно образование взаимодействующего множества или структуры-агрегата, что характерно для фракталов*. Мы приводили солитонную гипотезу вспышек как возможную альтернативу широко распространенным представлениям о магнитном пересоединении (аннигиляции) как источнике энергии солнечных вспышек и других эруптивных явлений (*CME*, распад волокон и т.д.). Солитоны на Солнце, как рассматривалось выше, это результат распространения волн в нелинейной и слабо дисперсной среде. Энергия потока солитонов может быть достаточной для объяснения вспышечных явлений на Солнце. И только в последнее время появляются данные наблюдений (точечные, или локальные, яркие образования в местах диссипации МГД-солитонов), при которых возможна реализация всего многообразия явлений при вспышке: ускорений частиц солнечных космических лучей, всплесков эмиссии в широком спектральном диапазоне и выбросов замагниченной плазмы в больших пределах энергий (включая и ударные волны). Солитоны (точнее их поток, в т. ч. цепочки невзаимодействующих уединенных волн) возбуждаются в процессе распространения звуковых волн, и, в конечном счете, они полностью диссипируют.

Свойства солитонов, как нелинейных уединенных волн не взаимодействовать между собой, не присущи фрактальному множеству. Самоподобные фрактальные элементы потому способны образовывать стационарные или неустойчивые макроструктуры в «какой-то мере подобные» (по Мандельброту)

---

* Если солитон имеет флуктуирующий «хвост», то при сближении двух солитонов может появиться неустойчивая пара солитонов.

маломасштабным элементам, ибо активно взаимодействуют между собой. При этом возможно существование одновременно и свободно перемещающихся фрактальных элементов и уже вполне самоорганизованных макроструктурных фрактальных агрегатов. В качестве иллюстрации к сказанному приведены снимки, которые получены на КА TRACE в УФ диапазоне через интерференционные фильтры. В работе Handey et al (1998) приведено детальное описание этого прибора. В фокальной плоскости телескопа ($F = 30$ см) установлен интерференционный фильтр с полосой ~20 Å на основной длине волны 1548–1550 Å, где расположен резонансный дублет линии C IV. Конечно, в этой полосе имеется и континуум, и полосу можно расширять набором интерференционных фильтров до линии HILα ($\lambda = 1216$ Å). Мы столь подробно описываем прибор TRACE, чтобы яснее были результаты, приведенные на рис. 5–7. Съемка ведется на соответствующей матрице так, что с фильтрами просматривается одновременно диапазон с температурой от 6000°K до 1 MK, т.е. от нижней хромосферы до переходной области хромосфера/корона. Главное достоинство полученных на кадрах фильма изображений, это очень высокое пространственное разрешение ≤1″. Т.к. эти материалы наблюдений только начинают изучаться, мы ограничимся следующими замечаниями. Резонансный дублет C IV слабомагниточувствителен (с низким фактором Ланде), и снимки получены без анализа поляризации. И все же снимок (рис. 7) представляет собой смесь дискретных «точек», положение которых отображают в какой-то степени значения структурирующего магнитного поля. По сути дела, мы видим уникальную магнитограмму с высоким (предельным в данное время) пространственным разрешением. На снимках (рис. 5–7) четко видны фрактальные кластеры, образующие границы супергранул, и множество точек различной интенсивности, случайно перемещающихся по всему полю (при просмотре фильма в CIV). На снимке (рис. 6) хорошо виден струйный выброс фрактальных элементов из самого ядра пятна (или из границы пятна-полутени), что явно свидетельствует о магнитоплазменной природе исходных фрактальных элементов. Огромный материал наблюдений TRACE, на которых фиксировались вспышки и, возможно, начальный процесс CME, будет еще изучаться. Что

представляют собой эти «яркие» фрактальные элементы? Они соответствуют фрактальным свойствам: самоподобию, возможности взаимодействия и образования кластеров — более сложных макроструктур; они сохраняют свою индивидуальность, возможность случайных блужданий и т.д.

Мы пока можем предполагать, что при дальнейшем росте пространственного разрешения каждый элемент будет представлять собой вихрь Хилла. Это квадруполь в пределах малой окружающей сферы, за пределами которой поле потенциально. Такую теоретическую модель строит Паркер (1995). Существование вихрей Хилла следует из образования в турбулентной среде параметрических осцилляторов (решение уравнения Матье). Это предположение допускает образование протяженных «гирлянд», как отмечалось в главе I, и в турбулентной среде — образование соединений двух встречных магнитоплазменных тороидов, т. е. образование вихря Хилла. Независимо от этих предположений, наблюдаемое на TRACE высокое пространственное разрешение позволило наглядно представить себе фрактальное множество в переходной зоне хромосфера/корона.

В дальнейшем (гл. III—IV) мы будем рассматривать макроагрегаты, определять фрактальную размерность и т.д. Исходными должны быть определенные, наиболее правдоподобные модельные представления о фрактальных элементах, наблюдаемых на Солнце.

Таким образом, в гл. II мы рассмотрели возможный механизм образования самоподобных фрактальных элементов на Солнце и показали, что использование модели солнечной замагниченной плазмы естественно решает некоторые вопросы; например, устойчивость наблюдаемых протяженных нитевидных структур в короне, и др. Рассмотрели на примерах конкретных солнечных наблюдений магнитограммы АО, подтверждающие фрактально-кластерную структуру в явлениях солнечной активности, и получили обычно применяемые численные характеристики фракталов (фрактальную размерность), вариации которых характеризуют изменение энергии фрактальной структуры.

# Глава III

## СИСТЕМЫ ФРАКТАЛЬНО-КЛАСТЕРНЫХ СТРУКТУР НА СОЛНЦЕ

Во фрактальной системе в полной мере реализуются закономерности синергетики: из-за активного взаимодействия фрактальных элементов, с необходимостью, образуются дискретные агрегаты. Время «жизни» отдельного фрактального элемента характеризуется «сверхмедленным» распадом, т.е. затухает не по экспоненте (Нигматулин, 1986), что больше времени диссипации невзаимодействующих составляющих. Время существования фрактального кластера значительно превышает время «жизни» отдельного элемента, ибо диссипация кластера происходит при значительном магнитном потоке $\phi = \sum_{i=1}^{n} \phi_i$ , где $\phi_i$ — магнитный поток отдельного фрактального элемента кластера. Для конвективной зоны Солнца, где в турбулентной замагниченной плазме происходит непрерывное рождение фрактальных элементов и кластеров, важен баланс рожденных и распавшихся фрактальных элементов. При рассмотрении солнечной фрактально-кластерной системы можно использовать некоторые положения из работ по критическим явлениям в средах с размножением и диффузией (Михайлов А.И., Упоров И.В., 1984). Такие энергетически открытые системы неравновесного потокового типа образуются из маломасштабных элементов самоорганизующихся в упорядоченные макроагрегаты. Это соответствует фрактально-кластерным свойствам солнечных явлений в конвективной зоне Солнца, и в его атмосфере. Размножение локализовано в определенных пространственных областях в произвольные моменты времени. В такой среде возможна взрывная неустойчивость: начиная с некоторого порога, который определяется конкуренцией размноже-

ния и диссипацией (распадом), реализуются устойчивые равновесные системы исходных элементов. Этот порог устойчивости, определяемый притоком энергии извне, напоминает фазовый переход второго рода.

Простейшее выражение для такой системы описывается стохастическим дифференциальным уравнением типа:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\alpha n + f(t)n\,. \qquad (3.1)$$

Здесь $n$ — концентрация элементов, $\alpha$ — постоянная скорости распада, а $f(t)$ — случайно варьирующая со временем скорость размножения. Это уравнение можно усложнить, введя еще нелинейную диффузию фрактальных элементов $K^{NL}$. Тогда (3.1) преобразуется:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -an + f(t, r, \delta\sigma)n - K^{NL}\frac{\partial^2 n}{\partial r^2}\,. \qquad (3.2)$$

Здесь, $\alpha$ — имеет тот же смысл, что и в выражении (3.1), $f(t, r, \delta\sigma)$ — вариирующая функция генерации фракталов в момент $t$ при дополнительном притоке энергии $\delta\sigma$ в данном месте $r$; $K^{NL}$ — коэффициент нелинейной диффузии фракталов. Скорость распада фракталов $a$ можно в первом приближении считать постоянной. Это следует из аналитического выражения для скорости потери энергии фракталов, которая вычисляется по уравнению энергопотерь фракталов. Уравнение с дробными степенями производных (Нигматулин, 1986) позволяет это сделать. В этом случае изменение энергии $E$ фрактального кластера задается уравнением:

$$\frac{\partial^\nu E}{\partial t^\nu} = K^{NL}\frac{\partial^\nu E}{\partial r^\nu} \qquad (3.3)$$

Здесь $0 < \nu < 1$, $K^{NL}$ — коэффициент нелинейной диффузии фракталов. Решение уравнения (3.3) в обобщенных функциях показывает, что затухание (потеря энергии фрактального кластера) происходит сверхмедленно (по Нигматулину). Это значит, что в нашем случае можно действительно считать $\alpha \cong \text{const}$. Отметим, что уравнение (3.3) с дробными производными дает временной ход для энергии:

$$E \cong \nu^{-\beta}; (\nu = 1/f); 0 \le \beta \le 1. \quad (3.4)$$

Таким образом, получается для $E$ степенной спектр, характерный для фрактально-кластерных сред. Особо отметим, что одной из важнейших характеристик фрактальных сред (для функции распределения, спектра мощности на низких частотах и т.д.) является степенной спектр. Этим можно воспользоваться для установления фрактальности различных сред. Инвариантность спектров для различных систем является прямым следствием фрактальности рассматриваемой системы. В случае, когда можно пренебречь самодиффузией в уравнении (3.2), получаем:

$$\langle n(t) \rangle = n_0 \exp(-\alpha\tau)\Phi, \quad (3.5)$$

где $\Phi$ является интегралом производящей функции $f(t, \gamma, \delta\sigma)$:

$$\Phi[\theta(t)] = \left\langle \exp\left( \int_0^{\tau} f(t)\theta(t)\,dt \right) \right\rangle. \quad (3.6)$$

Здесь $\tau$ — время существования фрактала. Будем считать независимыми производящие функции во всем объеме системы. Обозначим интенсивность «вспышечных» размножений $J(r, t, \delta, \tau)$. Тогда:

$$f(t) = \sum_{j=t}^{\tau} J_j \eta(t - t_j), \quad (3.7)$$

где $\eta(\tau) = 1$ при $0 < \tau < \tau_0$, и $\eta(\tau) = 0$ при $\tau < 0$ и $\tau > \tau_0$.

Здесь $\tau_0$ — полное время «жизни» фрактального элемента.

Закон возрастания (размножения) со временем будет:

$$\langle n(t) \rangle = n_0 \exp[m(e^{J\tau_0} - 1) - \alpha)t], \quad (3.8)$$

где $m$ — среднее число рожденных фракталов в единицу времени, $n_0$ — начальная концентрация.

Порог неустойчивости достигается при среднем числе рожденных фракталов за единицу времени:

$$m_{kp} \cong \alpha(e^{J\tau_0} - 1)^{-1}. \quad (3.9)$$

При $J_{\tau 0} << 1$ (слабое размножение) $m_{кр} = a/J_{\tau 0}$. $m_{кр}$ соответствует предельной концентрации фракталов при самоорганизованном образовании кластеров в данном месте *(r)*, при наличии притока энергии $\delta\eta$ в момент *t*, и при интенсивности зарождения фракталов $J(t,\ r,\ \delta\eta)$. Более полное представление о процессе самоорганизации в системе с фракталами (конвективная зона, например) следует из уравнения (3.2), с учетом диффузии. Тогда

$$\frac{\partial n}{\partial t} = J\eta(r)n - K^{NL}\frac{\partial^2 n}{\partial t^2} - \alpha n\,. \qquad (3.10)$$

Это уравнение формально совпадает с линейным уравнением Шредингера с мнимым временем и потенциалом $U = J\eta(r)$. Общее его решение (без учета непрерывного спектра) представляется дискретным рядом:

$$n(r,t) = \sum_i C_i e^{-\lambda_i t}\varphi_i(r)\,, \qquad (3.11)$$

где $C_i$ — нормирующий множитель, $\lambda_i$ — собственные значения дискретного спектра, $\varphi_i(r)$ — функция взаимодействия фракталов. Дискретный спектр концентрации фракталов на фотосфере отражает характерную дискретную иерархию структурных элементов: гранулы, мезогранулы, супергранулы, гигантские гранулы (в т.ч. активные области, состоящие из нескольких супергранул), структуры крупномасштабного магнитного поля. Такая дискретность структур, отражающая также иерархию энергии этих структур, отмечалась наблюдателями (например, Mc. Intosh, 1992), но не находила своего объяснения.

Существование дискретных повторяющихся участков на Солнце — появления больших групп пятен, отмеченные в работе Gaizauskas et al (1994), и названных «nestes sunspot», также связано с пространственной дискретностью «активных долгот». Примером могут служить мощные АО «δ»-конфигурации в марте 1989 г. и в июне 1991 г. Они появлялись через два года, практически, не только на одной долготе, но на той же широте ($\varphi \cong 30°$). Такое квантование мест АО отражает отмеченную дискретность фрактально-кластерных систем. «Гнезда пятен» удалось выявить (Brouwer, Zwaan, 1999) в результате фракталь-

но-кластерного анализа во временном ряду наблюдений 1959–64 гг. Размеры центров «гнезд» со средним разбросом оказались ~2° по λ, и ~1° по φ. Время существования гнезда ~ до 7 оборотов Солнца, скорость дрейфа ~3÷5 м/с.

Магнитные поля факелов оказались статистически самоподобны. Независимо от масштаба явления, фрактальная размерность равнялась $D$ = 1,45÷1,60. Фрактальное самоподобие обнаруживается и при временной эволюции мелкомасштабных смещений узелков яркости хромосферной сетки. В рамках системы с фрактальными составляющими, дискретности возрастающих структур, которые наблюдаются в магнитном поле фотосферы, получили естественное объяснение. Подобное же представление концентрации фракталов было получено выше из базового уравнения синергетики (Хакен, 1985). Дискретный спектр (3.11) имеет пороговое значение, т.е. критическое значение концентрации фракталов в кластере:

$$m_m = \sum_i C_i e^{-\lambda_i \tau} \varphi_i(r). \qquad (3.12)$$

Здесь τ — означает время существования фрактального элемента, а $\lambda_I$ — собственные дискретные значения спектра.

Выражения (3.11) и (3.12) для спектра фрактальных элементов допускают возможность взаимодействия и интерференцию разделенных фрактальных кластеров, если они связаны крупномасштабным магнитным полем. Так, вероятно, можно объяснить образование крупномасштабных комплексов солнечной активности (ККСА), которые получены экспериментально в работе (Mogilevsky et al., 1997). Компоненты комплекса (активные области, корональные дыры) имеют свои характерные спектры распределений фрактальных элементов, но объединяются посредством крупномасштабного магнитного поля. Связь эта достаточно устойчивая, и основным источником энергии возмущения в комплексе крупномасштабной солнечной активности (ККСА) являются активные области.

Выше мы каждый раз отмечали, что рождение фракталов и фрактальных кластеров требует дополнительного притока энергии $\delta\varsigma(r, t)$ для того, чтобы сохранялся необходимый уровень турбулентности. Вопрос об энергоисточниках СА будет рассмотрен ниже. Сейчас мы упомянули эту проблему в связи с

тем, что было принято считать распад АО — процессом полной аннигиляции магнитного поля. Однако, как показали простые оценки Паркера, полное воспроизведение магнитного потока, например, в солнечном цикле не превосходит ~3% от общего магнитного потока всего Солнца. С учетом < 2÷3% потери магнитного потока в солнечном ветре, основная часть магнитного поля Солнца после всплытия в фотосферу возвращается снова в конвективную зону (КЗ) в процессе «cansellation» (погружения магнитной пары). Это значит, что для поддержания баланса (распад-рождение фрактальной среды в КЗ) недостаточно адиабатических процессов конвекции. Если считать, что магнитное поле СА появляется в результате αω-динамо (или возбуждения у основания конвективной зоны волн Россби и т. д), то энергия дифференциального вращения Солнца израсходовалась бы всего за какие то 500÷700 лет (по оценке Паркера). Существующая стационарность циклической СА возможна, если к основанию КЗ подходит, с определенной периодичностью, дополнительный тепловой поток от ядра и лучистой зоны. Эта энергия, расходуясь в конвективной зоне, поддерживает баланс рождения/распада фрактальных кластеров с учетом конечного времени их существования и погружений («cansellation») в КЗ, а также «отработанных» в фотосфере фрактальных магнитных потоков.

Рассмотрим ряд примеров из наблюдений явлений солнечной активности, в которых использование фрактальных систем, позволило объяснить их свойства.

Пятна: Благодаря любезности покойного В.Н. Карпинского мы получили копии фотогелиограмм солнечной стратосферной станции Пулковской обсерватории. На снимках изображения Солнца, полученных с телескопом В.А. Крата и его сотрудников, пространственное разрешение достигало ~0″,2. На снимке спокойного пятна (рис. 9), полученного при полете 30 июля 1970 г., полутень пятна имела резко очерченную «зубчатую» границу. Фрактальная размерность, измеренная по формуле (2.38), оказалась равной $D_{пт}$ = 1,59, а для внутренней границы полутени $D_{в}$ = 1,55. В работе Ихсанова (1982) приведены фотометрические эквиденситы этого пятна. Несмотря на сложную структуру этих эквиденсит, измеренная фрактальная размерность при трех различных яркостях (0,42; 0,62; 0,71 от

яркости фотосферы) оказалась соответственно $D_1 = 1{,}46$; $D_2 = 1{,}45$; $D_3 = 1{,}46$.

Близость значений этих фрактальных размерностей свидетельствует об инвариантности фрактальных кластеров по всей полутени спокойного пятна, т.е. наличии самоподобия структур пятна при различных масштабах. Фрактальная размерность снимка пятна (рис. 10) полученного при четвертом полете стра-

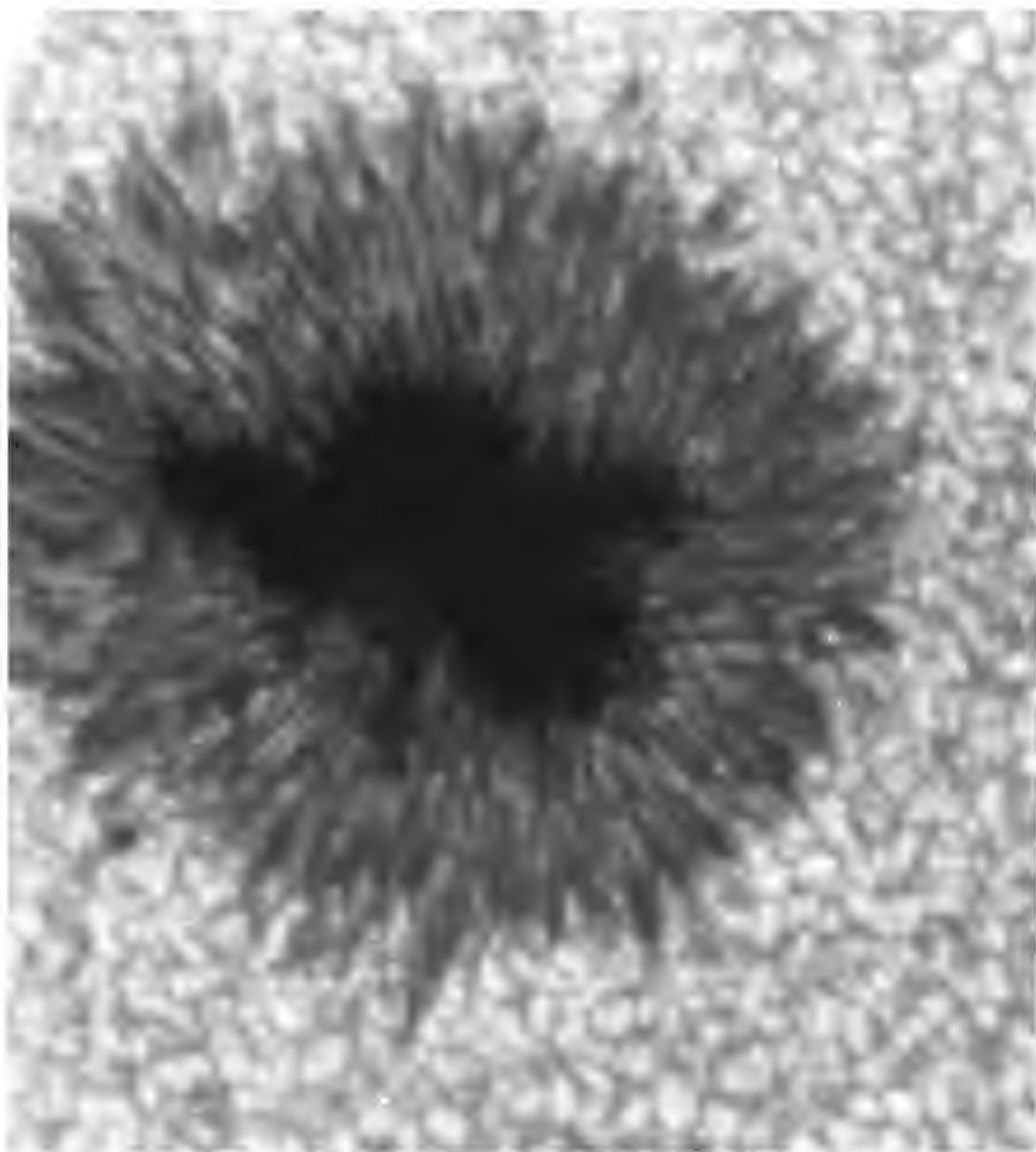


Рис. 9. Большое спокойное пятно, полученное стратосферной станцией Пулково. Фрактальная размерность приведена в тексте

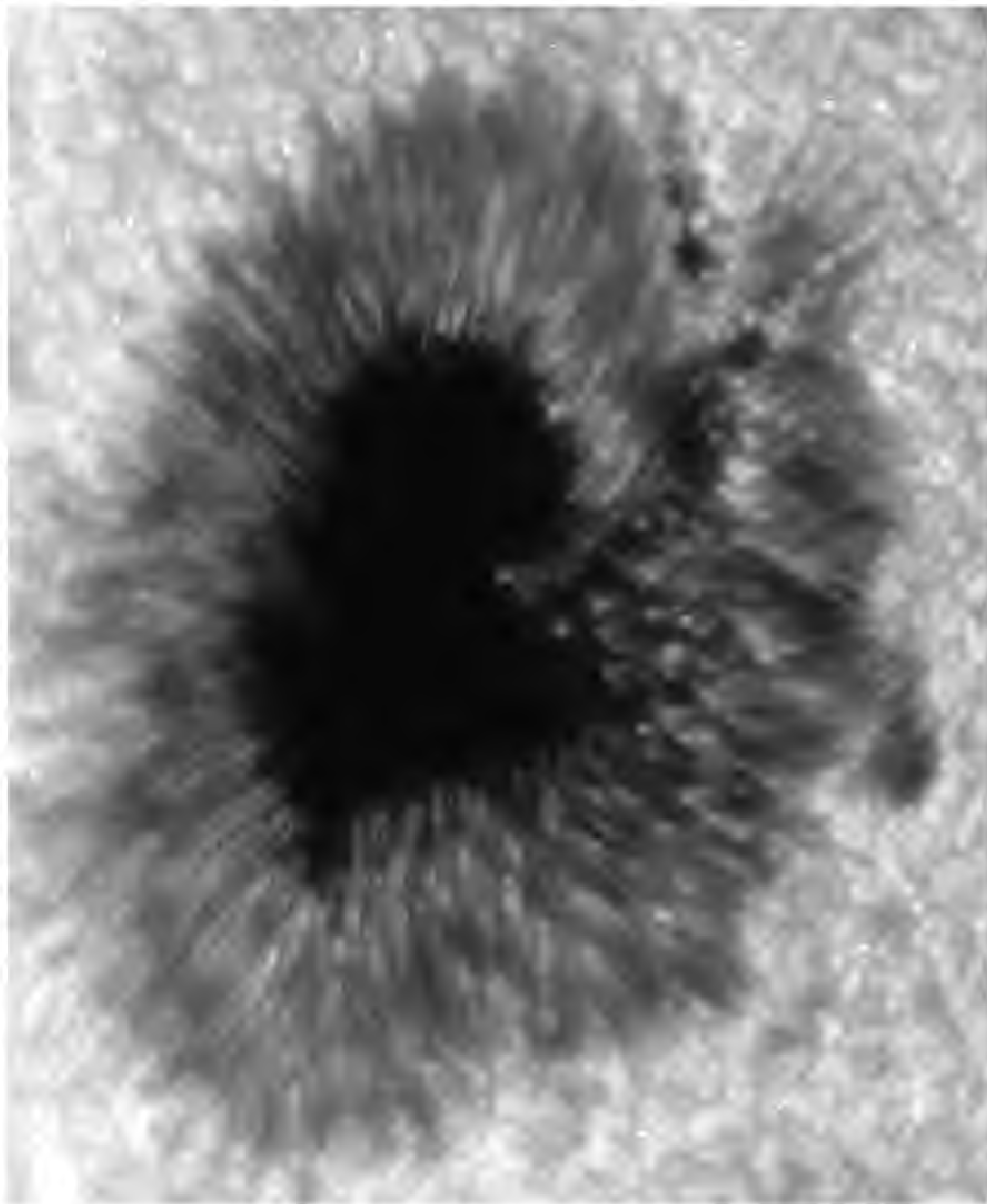


Рис. 10. Копия снимка спокойного пятна, полученного на стратосферной станции ГАО в 1973 г. Фрактальная размерность приведена в тексте

тосферной станции ГАО в 1973 г. оказалась $D_{e/m} = 1{,}41$, а для внешней границы полутени $D_{вн} = 1{,}48$.

На высококачественном снимке Ливингстона, 1991 г., пятно имело светлый «мост». Оно экспонировалось с двумя экспозициями так, что на втором снимке ядро разделилось на три

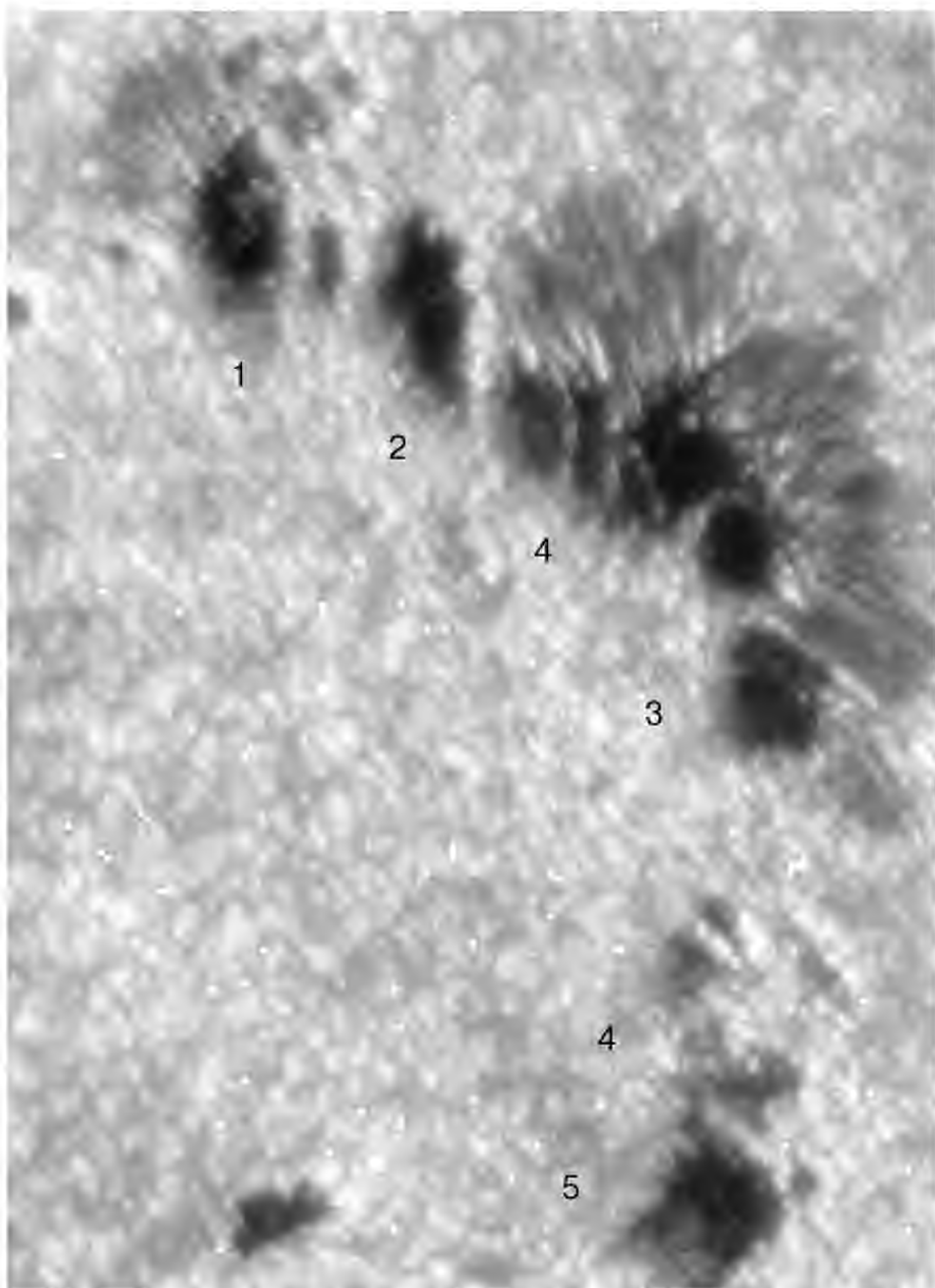



Рис. 11. Копия снимка развивающейся активной группы пятен, полученного на стратосферной станции ГАО, при четвертом полете в 1973 г. Фрактальные размерности каждого пятна приведены в тексте

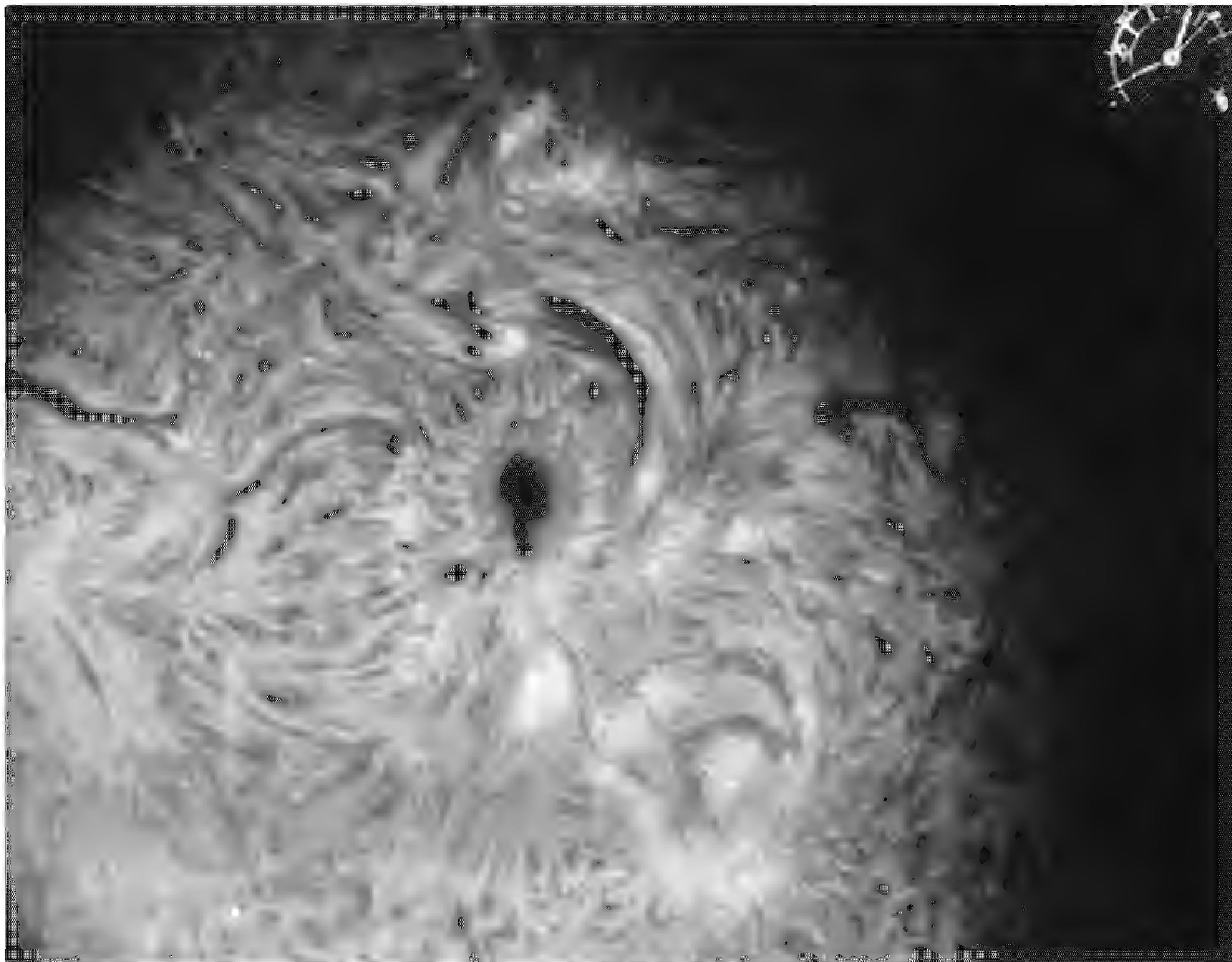


Рис. 12. Копия фильтрограммы в $H\alpha$, полученной в ИЗМИРАН на башенном телескопе с узкополосным фильтром «Оптон» $\Delta\lambda$ = 0,5 Å. На снимке видна суперполутень в хромосфере вокруг большого пятна. Ее фрактальная размерность приведена в тексте.

части и изменились границы внутренней полутени. Измеренные нами фрактальные размерности оказались следующими: а) для внутренней границы полутени (без учета светлого моста) $D$ = = 1,52; с учетом моста $D$ = = 1,56; для внешней границы полутени $D$ = 1,55; б) для трех внутренних границ $D_1$ = 1,56; $D_2$ = 1,42; $D_3$ = 1,56; для внешней границы $D$ = 1,56.

Пятно, снятое Мюллером (1973) имело типичную спокойную структуру, но с южной стороны на него накладывалась сложная часть полутени, окружавшая три небольших ядра пятна. Фрактальная размерность внутренней границы $D_{вн}$ = 1,5, внешней границы (без южной части) $D_{пт}$ = 1,47. Для дополнительной полутени вокруг трех ядер $D_{п/т}$ = 1,62.

Сопоставляя все измеренные данные $D$ для спокойных пятен, можно заключить, что они соответствуют теоретическому

значению фрактальной размерности при аномальной диффузии. При отклонении от спокойной структуры растет фрактальная размерность. Мы это могли показать также по снимкам стратосферной станции ГАО. При четвертом полете стратосферной станции ГАО на снимке выделялась цепочка развивающихся пятен. Фрактальные размерности этих пятен (с востока на запад) оказались соответственно: $D_{я,1} = 1{,}64$; $D_{п/т,1} = 1{,}48$; $D_{пт} = 1{,}48$; $D_{2я} = 1{,}54$; $D_{я,3} = 1{,}52$; $D_{4,я} = 1{,}46$; $D_{п/т,4} = 1{,}54$. Ядро N5 окруженное еще не сформировавшейся полутенью, имело соответственно $D_{5,я} = 1{,}65$ и $D_{п/т,5} = 1{,}70$.

Фрактальные размерности для активных областей, измеренные по изолиниям магнитного поля, в виде примеров приводились выше. Там размерности определялись раздельно для *N* и *S* магнитной полярности. Изолинии магнитной полярности у внешней границы имели фрактальную размерность регулярной структуры. Фрактальные кластеры прослеживаются в хромосфере (по фильтрограммам в $H_\alpha$) до внешней границы суперполутени, т.е., значительно дальше внешней границы полутени пятна. Если во внешней границе полутени $D_{п/т} = 1{,}47$ (для пятна за 19.06.89), то структурированные $H_\alpha$ — волоконца простирались до 1,8 радиуса пятна и $D_{с/п} = 1{,}42$ (8). Близкие значения *D* для полутени пятна и его суперполутени в хромосфере иллюстрируют фрактальную геометрию при трехмерном рассмотрении замагниченной плазмы пятна.

Аналогичный результат получили Абраменко и др. (1998), из анализа магнитограммы АО. Инвариантность размеров (скейлинг), и спиральность интеграла $\int \tilde{A} \operatorname{rot} \bar{A}$ сохрранялись до достигнутого пространственного разрешения магнитограммы.

Образование полутеневых фрактальных кластеров пятна связано с распространением энергии в замагниченной плазме. Такой процесс проникновения (перколяции) определяется последовательным ростом кластера при взаимодействии самоподобных тонкоструктурных элементов. Процесс перколяции имеет пороговое значение вероятности взаимодействия фрактальных элементов. При вероятности взаимодействия $P \geq P_{пор} = 0{,}59$ (Haken, 1983) происходит наращивание кластера. При $P < P_{пор}$ резко прекращается рост кластера, и меняются свойства среды («исчезает» полутень пятна). Этот перколяци-

онный процесс подобен фазовому переходу второго рода и естественно объясняет характерную резкую границу полутени пятна. В хромосфере, при существенно меньшей плотности и меньшем значении магнитного поля, пороговое значение $P_{пор}$ меньше, чем в фотосфере. Это объясняет наличие больших размеров суперполутени в хромосфере. Экспериментальные данные о магнитном поле пятна показывают, что границы полутени меньше, чем измеренная граница магнитного поля пятна (1,8 $R_{пят}$). Это значит, что $P_{пор}$ достигается ближе к пятну, хотя магнитное поле еще далеко не равно нулю. Фрактальная модель пятна естественно это объясняет (Могилевский, 1994).

Изменение фрактальной размерности $D$ может служить мерой эволюции АО. Рост $D$ характеризует усложнение фрактально-кластерной структуры, и связан с увеличением свободной энергии магнитного поля АО. Можно ввести численную характеристику этого процесса $P = dD/dt$ — производство фрактальной структурности АО. Если принять, что для статичного устойчивого пятна (или АО) $D \cong 4/3$, то при росте $D$ до 5/3 и выше (но <2), производство структурности $P = 1/3$ будет отражать увеличение свободной энергии АО. При $P > 0$ имеет место развитие АО, а при $P < 0$ — распад (упрощение структуры) АО. Здесь уместна аналогия с энтропией Шеннона $S = \sum_i P_i \ln(1/P_i)$ . Однако при больших значениях $P > 1{,}6$, что наблюдается в сложных АО, превалирует процесс самоорганизации макроструктур и аналогия с энтропией теряется.

Из рассмотренных нами, более десяти, самых мощных вспышечно-активных областей в 1989—91 гг. мы приведем в качестве иллюстрации данные по одной АО SGD 6659 в июне 1991 г. В таблице 2 приведены значения $D$, измеренные по изолиниям продольного $N$ и $S$ полярностей магнитного поля $H_\parallel$. Данные относятся к периоду прохождения АО центрального меридиана Солнца. В таблице $\delta D = D_N - D_S$ (дисбаланс фрактальной размерности).

В таблице 3 приведен пример изменения фрактальной размерности той же АО в течение четырех оборотов Солнца.

Таблица 2 иллюстрирует меру изменчивости фрактальной размерности в течение пяти дней. Таблица 3 показывает эволюционные изменения фрактальной размерности АО. И хотя

Таблица 2

| Дата | $D_N$ | $D_S$ | D | δD |
|---|---|---|---|---|
| 5.06.91 | 1,71(0) | 1,62(8) | 3,33(4) | |
| 6.06.91 | 1,64(8) | 1,48(6) | 3,13(4) | −0,19(9) |
| 7.06.91 | 1,61(8) | 1,60(7) | 3,22(5) | +0,09(0) |
| 8.06.91 | 1,66(4) | 1,61(6) | 3,28(0) | +0,05(6) |
| 9.06.91 | 1,71(1) | 1,54(3) | 3,24(4) | −0,02(6) |

Таблица 3

| Дата | $D_N$ | $D_S$ | Примечание |
|---|---|---|---|
| 14.04.91 | 1,56(6) | 1,58(7) | Появление биполярной группы |
| 14.05.91 | 1,52(5) | 1,57(7) | Добавилось новое поле |
| 6.06.91 | 1,48(6) | 1,64(8) | Максимальная сложность (6 вспышек балла XII/3B) |
| 7.07.91 | 1,64(3) | 1,49(6) | Распад АО, но одна протонная вспышка в *N*-магнитной части АО |

численно вариации *D* относительно не велики (ими трудно пользоваться для прогнозирования существенных изменений в АО), они показывают, что фрактальная размерность — изменяющаяся величина, характеризующая эволюцию АО.

Фрактальная размерность корональных дыр. Корональные дыры (КД) впервые наблюдались на КА Skylab в начале 70-х годов. Они хорошо выделяются при наблюдениях в линиях He (HeI-304 Å, HeI-10830 Å) в мягком рентгеновском диапазоне (на КА Johkoh) и в линиях далекого УФ ($\lambda = 171$ Å — Fe IX/X, $\lambda = 195$ Å — FeXI) на КА «SOHO». Корональные дыры характеризуются относительно более низкой яркостью, чем окружающая корона, более низкой плотностью ($n \leq 7 \cdot 10^7$ см$^{-3}$), $T_{эф/KD} \leq 10^5$ K° при средней температуре спокойной короны $Ткор \approx 1 \div 2 \cdot 10^6$ K°. Корональные дыры в средних широтах занимают большую площадь ($\geq 0{,}01 \div 0{,}05$ площади диска), и располагаются в униполярных магнитных полях преимущественно открытой конфигурации (с сильно расходящимся магнитным полем). Наблюдения последних лет на КА «SOHO», «Johkoh» и др. показывают, что в процессе эволюции близко-

расположенные к корональным дырам участки $N$ и $S$ полярности, сближаясь, создают как бы единую корональную дыру. На границе сближения может образоваться неустойчивое волокно повышенной эмиссии (см. случай от 28.12.99 г., Черток и др., 2000). В этом случае трудно отличить, происходит ли событие появления волокна в короне, или на стыке КД/хромосфера в виде внедренного «полуострова». В таком случае может возникнуть группа пятен в корональной дыре. Отметим также, что магнитное поле КД весьма сложно может изменяться с высотой. Так, например, в работе Боровик (1995) проводилось определение магнитного поля в широком спектральном радио-диапазоне (от 0,8 до 30 см). Магнитное поле на высокой частоте, т.е. вблизи нижней хромосферы, оценивалось в 2÷5 Гс, тогда как на низких частотах, (т.е. на 3÷10 тыс. км. выше) доходило до 10÷12 Гс. Возможно, что и в этом случае, КД пересекало волокно. Такие, отнюдь не уникальные явления, требующие дальнейшего изучения, указывают на сложность структуры КД, связанных с АО в ККСА. Приполюсные КД, которые, как правило, наблюдаются в годы минимума или низкой активности, выделяются относительной стационарностью, и знак магнитного поля соответствует магнитному полю $N$ и $S$ полюсов. Среднеширотные КД располагаются на «поверхности источника» ($h \approx 2{,}5R_{\Theta}$) в местах максимума крупномасштабного магнитного поля. Как правило, среднеширотные КД располагаются в прямом контакте с АО, или тесно связаны с ними посредством определенных седловых структур крупномасштабного магнитного поля. По границе КД (обычно в более низкоширотной ее части) располагаются магнитные, радио и оптические цепочки, открытые И.М. Чертком (1999). Одной из характерных особенностей среднеширотных КД является длительная (в течение 5–8 оборотов Солнца) эмиссия высокоскоростных $V = 650 \div 800$ км/с потоков плазмы относительно низкой ($n$ у орбиты Земли $\leq 5 \div 10$ см$^{-3}$) концентрации. Эти потоки от КД ответственны за повторяющиеся (рекурентные) геомагнитные возмущения (Могилевский, 1995). В пределах КД наблюдаются маломасштабные рентгеновские точки, а иногда, в неоднородной плазме КД, наблюдаются быстроизменяющиеся, аркоподобные, яркие структуры. Как отмечалось выше, КД входят в Крупномасштабный Комплекс Солнечной актив-

ности. Самое загадочное в КД — это каков механизм генерации и источник энергии, определяющий выход высокоскоростного геоэффективного солнечного ветра. Тепловой поток в нижележащей (под КД) переходной зоне равен $\approx 6 \cdot 10^4$ эрг/см$^2$с. Отметим, что для спокойного солнечного ветра требуется приток энергии, превышающий $6 \cdot 10^5$ эрг/см$^2$с, тогда как радиационный поток КД менее или равен $1{,}4 \cdot 10^5$ эрг/см$^2$с. Единственным источником энергии и вещества, который может обеспечивать длительный высокоскоростной геоэффективный солнечный ветер от КД является АО, примыкающая или связанная с КД. Уярчения рентгеновских точек в КД («микровспышки») могут выделять энергию $\leq 10^{22}$ эрг. Это более чем на пять порядков меньше самой слабой (класса «С») солнечной вспышки. Эруптивные выбросы рентгеновских струй из соседних АО неоднократно отмечались на КА «Johkoh». Но это импульсное явление не может обеспечить квазистационарный высокоскоростной солнечный ветер в течение многих оборотов Солнца. Суммарная мощность эмиссии КД $\approx 3 \leq 10^{26}$ эрг/с. Если допустить, что все (10—20) рентгеновские «точки» в КД внезапно вспыхнули, то мощность этого процесса была бы $\leq 2 \cdot 10^{23}$ эрг/с, что на три порядка меньше эмиссии корональной дыры.

Среди ряда предложенных моделей КД, наиболее полной представляется модель, предложенная Чашеем (1988). Она представляет собой естественное продолжение работ Чашея и Шишова по теории спокойного солнечного ветра в МГД турбулентной, сферически-симметричной околосолнечной ($r \leq 20 \div 30 R_{\Theta}$) плазме. Решение уравнений самосогласованной одножидкостной МГД в корональной плазме КД рассматривается при наличии источника альфвеновских волн. Основное положение этой модели состоит в том, что идущий снизу поток энергии в виде низкочастотных альфвеновских волн резонансно поглощается на больших высотах ($\geq 10 R_{\Theta}$). Это приводит к «охлаждению основания» КД и формированию сверхскоростного солнечного ветра. Большая расходимость магнитного поля КД способствует большему понижению температуры и плотности в короне КД. Это почти вдвое увеличивает скорость солнечного ветра (СВ). Поскольку энергия СВ над КД, по модели авторов, должна быть такой же, как и в

спокойном СВ, то при большой скорости уменьшается концентрация плазмы (ибо $VN$ = const).

В этой, казалось бы, наиболее полно разработанной модели, не учитывается экспериментальный факт существенной связи КД с близко расположенной (или находящейся в прямом контакте) активной областью и активными волокнами. Практически, во всех других теориях солнечного ветра из КД принимается, что перенос энергии от фотосферы до нескольких радиусов Солнца происходит благодаря генерации волн Альфвена. При этом не рассматривается источник возбуждения этих волн. Некоторое видоизменение этого общего подхода сделано в работе Ofman L, Dorilo M, (1997). В ней начальные звуковые волны в КД постепенно переходят в МГД-солитоны. Решается задача о возбуждении МГД-солитонов при распространении звука вдоль «магнитной стенки» (уравнение Беньямино-Оно). Диссипация солитонов не рассматривается. СВ, по мнению авторов, это и есть поток МГД-солитонов.

Выходом из перечисленных трудностей может служить учет фрактальности границы КД. Экспериментальным материалом для рассчета фрактальной размерности границ КД послужили оригинальные снимки в мягких х-лучах (0,3÷6,0*nM*), которые были получены на КА «Skylab» (Могилевский, 1995) и КА «Johkoh» [оригинальные снимки в х-лучах были предоставлены нам проф. Гурман (США)]. В качестве устойчивой границы КД мы использовали данные (наиболее четкие) наблюдений на КА «Johkoh» приполюсной КД 8 мая 1992 г. Фрактальная размерность $D$ оказалась равной 1.39(5). Аналогично для КД при $S$-полюсе (21−23 сентября 1993 г.) равнялись, соответственно, 1.43(8); 1.41(3) и 1.47(5). Как видим, стационарность границы приполюсных КД оказалась устойчивой (по фрактальной размерности). Число Херста было больше 0.5, что свидетельствует о постоянстве границ приполюсных КД. Для приполюсных КД подпитка энергии происходит, по-видимому, от соседних приполюсных факелов, для которых прямые измерения магнитного поля дали значения порядка килогаусса (Макаров и др. 1997). Существование характерных струйных «щеточек» над полюсами указывает на наличие источника солнечного ветра. Это подтвердили прямые измерения солнечного ветра на КА «Ulysses», проведенные в середине сен-

тября 1994 г. на расстоянии ≈ 2*а.е.* Измеренная скорость СВ оказалась ≈ 750 км/ч, т.е. КД действительно являются источником сверхскоростного ветра.

Границу КД можно рассматривать, как переход от замагниченной филаментарной плазмы окружающей среды (ККСА или АО) и плазмы КД с радиальными филаментами, которые уходят в бесконечность. Количественно границу КД можно получить вычислением фрактальной размерности $D = 2\lg L/\lg A$, где $L$ — периметр, $A$ — площадь КД, измеряемые в произвольных масштабных единицах, в принципе стремящихся к нулю. Как было показано выше, изменения фрактальной размерности, определяющие вариацию энергопотока по границе КД, задаются варажением

$$\frac{\partial \tilde{D}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r}\left( K^{NL} \tilde{D} \frac{\partial \tilde{D}}{\partial r} \right) \tag{3.13}$$

где $K^{NL}$ — коэффициент нелинейной диффузии

$$K^{NL}\left(\bar{r}_1 t\right) = K_0\left(\bar{r}_1 t\right) r^{\theta}, \tag{3.14}$$

где $r$ — обозначает двумерную координату при диффузии на двумерной фрактальной решетке, $K_0(\bar{r}_1 t)$ — линейный коэффициент двумерной диффузии. Параметр θ определяется экспериментально. При D ≈ 1,56±0,08 получено θ ≈ 0,25±0,04 (Lowrence, 1991). Квазилинейное параболическое уравнение (3.13) имеет ряд дискретных максимумов вариации фрактальной размерности $\tilde{D}(\bar{r}_1 t)$. Максимум в решении уравнения (3.13) попадает на фрактальную границу КД, где вероятность взаимодействия между фрактальными элементами имеет пороговое значение $P = P_{пор}$. Как показывают результаты численного моделирования, фрактальная размерность этого внутреннего перколяционного кластера принимает значение $\tilde{D} = 1,89 \pm 0,03$. Например, при волновой природе канализированного протекания (перколяции) свободная энергия $E$, по фрактальным кластерам, определяется выражением

$$E = K^{NL} \tilde{D}/a, \tag{3.15}$$

где $a$ — нормирующий коэффициент свободной энергии. Подставив эмпирические значения всех параметров, можно оце-

нить поток энергии через единичное двумерное сечение границы КД. Оценки показали, что $E \geq 2 \cdot 10^5$ эрг/см с. Эта величина, превышающая радиационный поток КД, может значительно (в 2–3 раза) увеличиваться при активных процессах (например, вариации фрагментов волокна в АО) в ККСА, в который входит КД.

Примером может служить случай в ККСА в августе–декабре 1996 г. В период глубокого минимума солнечного цикла и начала нового, 23-го, одинадцатилетнего периода на Солнце, наблюдался единственный комплекс: биполярная АО в *S*-полусфере с активным волокном (фрагменты волокна быстро изменялись), примыкавшая к *W*-границе огромной протяженности (почти до *N*-полюса) КД. Эта КД получила при многочисленных исследованиях (доложенных на симпозиумах в 1997 г, в Стокгольме, во Франции, и в Голландии) собственное имя «elephant's trunk». Проведенная по этому явлению международная программа «Whole Month Sun», в которой рассматривались наблюдения за полный оборот Солнца (с 8 августа по 10 сентября 1996 г.), показала, что на всей поверхности Солнца был только единственный объект активности: КД1 связанная с АО. В сентябре–октябре у восточной границы АО появилась еще КД2, сопряженная по магнитному полю (см. рис. 13). Характерно, что высокоскоростной солнечный ветер (ВСВ) по измерениям на КА Wind на орбите Земли сохранял (Вальчук, Могилевский, 2001) от КД1 *N*-полярность, КД1 располагалась на холмах *N*-магнитной полярности фотосферного поля. ВСВ от КД2, расположенной на *S*-поле в *S*-полушарии, сохранял знак полярности в ВСВ на орбите Земли. Проведенный расчет по временному ряду измерений на КА Wind методом Higuchi (1988) средней фрактальной размерности в течение двух оборотов Солнца (сентябрь–октябрь) дал значение $D \approx 1{,}45 \div 1{,}50$ как для магнитного поля, так и для потока плазмы. В отдельных участках временного ряда, не соответствующих скоростному солнечному ветру, фрактальная размерность доходила до $1{,}80 \div 1{,}85$, что близко к характеристике турбулизованной плазмы. Фрактальные размерности с *N* и *S* полярностью (связанные с КД1 и, соответственно, с КД2) оказались одинаковыми. Наконец, на записи магнитного поля и плазмы в высокоскоростном солнечном ветре (ВСВ) наблюдались флуктуации

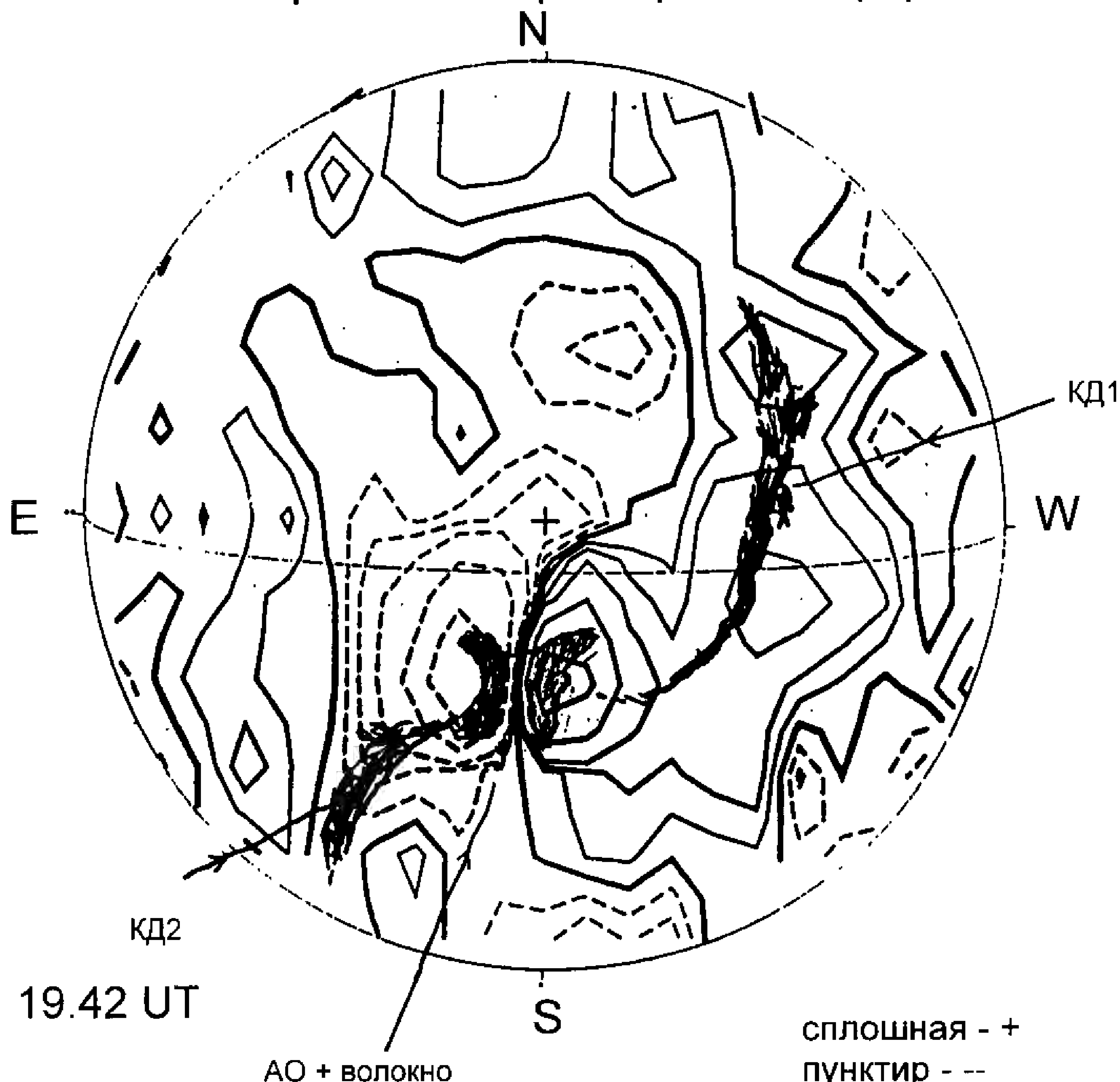



Рис. 13. Схема расположения двух корональных дыр (КД1 — транэкваториальная *N*-магнитной полярности, и КД2 — южная корональная дыра). На схеме показано активное волокно, которое пересекало факельную область *N* и *S* магнитной полярности. Эти хромосферно-корональные образования наложены на карту крупномасштабного магнитного поля (схемя взята из Solar Geophysical Date (SGD)). Фрактальные размерности и отражение КД1 и КД2 в скоростном солнечном ветре по измерениям на КА Wind приведены в тексте

(до $\pm 20nT$) продолжительностью $\approx$ 15÷20 минут. Эти импульсные всплески значительно превышают (на 1,5–2 порядка) турбулентные флуктуации в спокойном солнечном ветре. Это может свидетельствовать о существовании в высокоскоростном солнечном ветре (ВСВ) дискретных магнито-плазменных облаков,

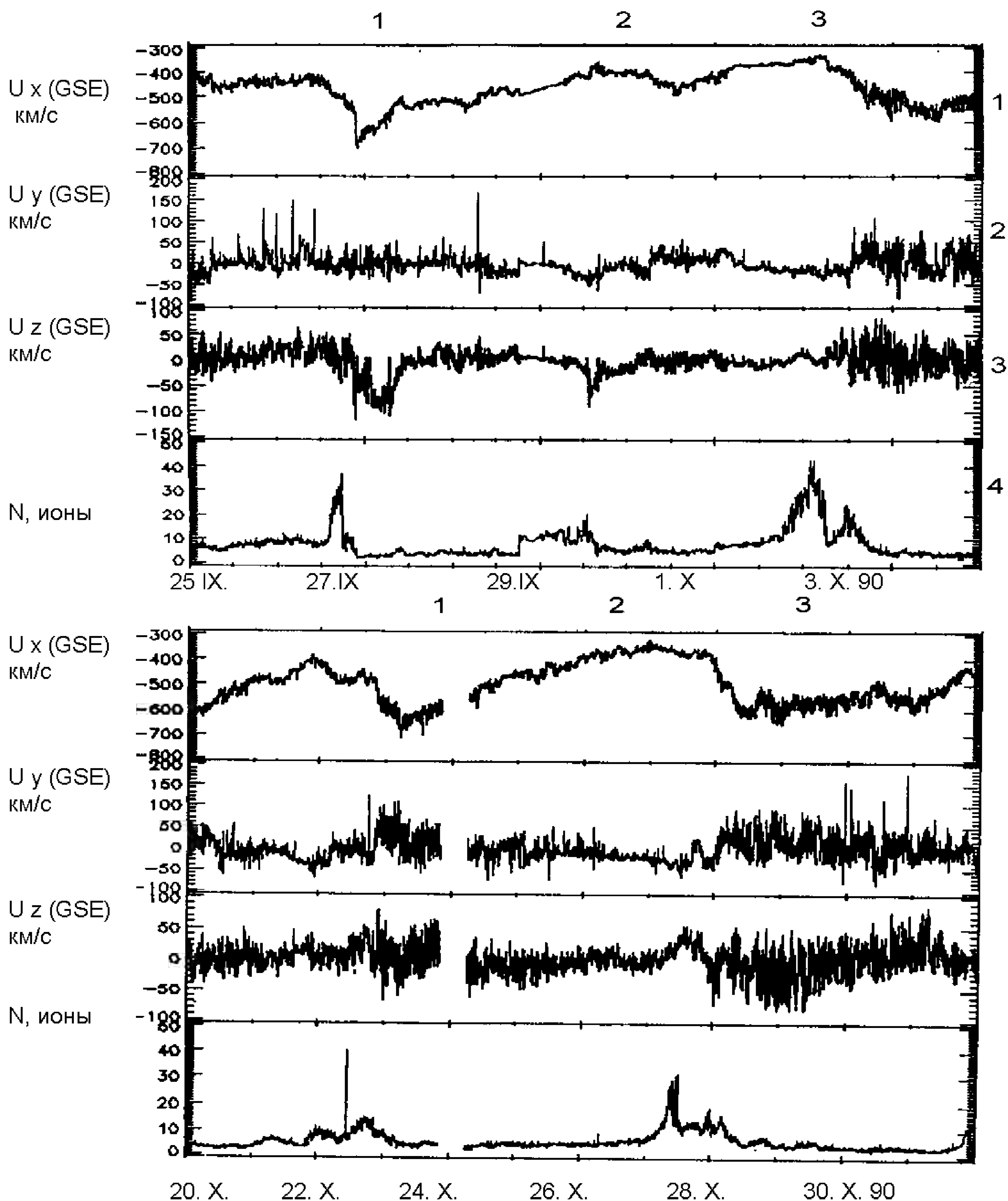



Рис. 14. Фрагменты регистрации параметров солнечного ветра в окрестности Земли на КА Wind в течение двух оборотов Солнца, прохождения КД1 и КД2 в сентябре и октябре 1996 г.

На каждой четверке записей даны последовательно: модуль скорости СВ, два направления вектора скорости (по координатам $y$ и $z$), модуль концентрации ионов СВ.

Цифрами сверху, в каждом обороте, обозначено: 1 — период прохождения КД1; 2 — прохождение АО; 3 — период прохождения КД2.

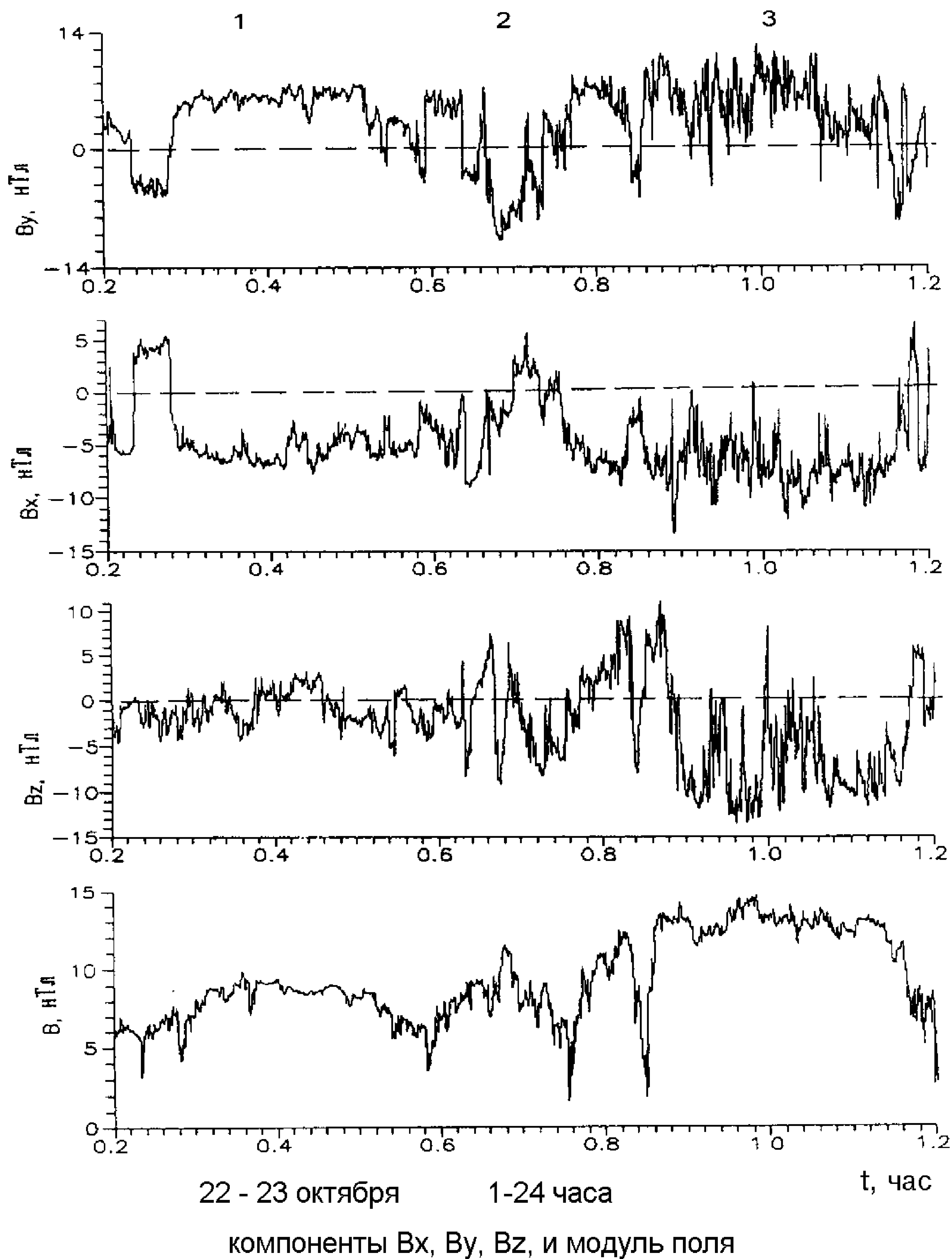



Рис. 15. Фрагменты записи параметров магнитного поля в солнечном ветре на орбите Земли по наблюдениям на КА Wind, при первом прохождении корональных дыр КД1 и КД2.

Обозначения 1, 2, 3 те же, что и на рис. 14.

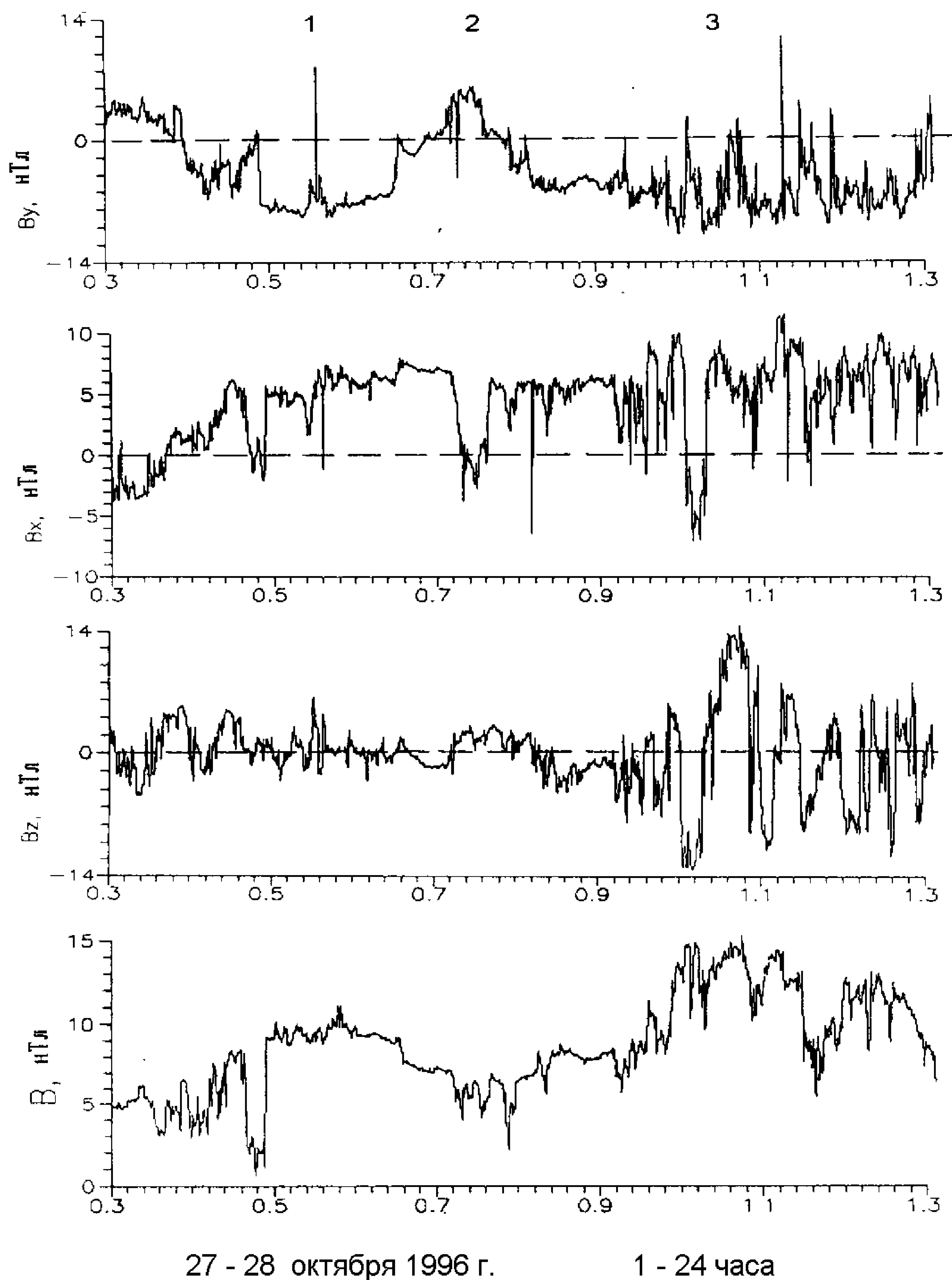



Рис. 16. Фрагменты записи параметров магнитного поля в солнечном ветре на орбите Земли по данным измерений на КА Wind при вторичном прохождении корональных дыр КД1 и КД2.

Обозначения те же, что и на рис. 14.

фрактальных агрегатов, которые генерируются в корональных дырах Солнца. Характеристики ВСВ по измерениям на КА Wind у орбиты Земли сохранились практически без существенных изменений в течение анализированных двух оборотов Солнца. Сохранилась также их геоэффективность: в потоке КД1 — $B_z$ составляющая и «зеркальность» $B_x$ и $B_y$ компонент приводили к развитию геомагнитной возмущенности, значительно превышающей геомагнитную возмущенность от КД2.

Ряд исследователей (Sreenivasan, 1991, Burlaga, 1991, 1992), используя временные ряды измерений СВ, которые проводились на нескольких КА, разнесенных в пространстве, или данные одного КА за длительное время, установили так называемую мультифрактальную структуру СВ. Это означает, что в СВ существует несколько (спектр) фрактальных агрегатов с различными значениями фрактальной размерности. При этом следует учесть, что в СВ реализуется не самоподобие, а самоаффинность, т.е. подобие только по двум координатам. В работах Милованова и др. (1993; 1996) проведен детальный теоретический анализ самоаффинности магнитного поля в СВ по измерениям на КА ISEE-3 на расстоянии 0,2÷0,8*а.е.*

Предполагалось, что магнитные струи (MFT) в СВ генерируются крупномасштабными фрактальными магнитными полями на фотосфере. Авторы рассчитали спектр возбужденных звуковых колебаний на фрактальной сетке. Это получено путем решения волнового уравнения с дробными производными. Упрощенно мультифрактальность можно представить, как набор в СВ фрактальных облаков с различными параметрами. Сложная структура СВ исследуется пока по КА, расположенным в плоскости эклиптики, так что пространственная структура фрактальных облаков восстанавливается, в основном, теоретически. Есть основания предполагать, что вне эклиптики структура СВ существенно меняется (наблюдения на КА Ulissis). Это следует также из различия характеристик приполюсных и среднеширотных КД, и из давно выполненых радиоастрономических измерений СВ по сцинциляции звезд (Виткевич, 1960). Оказалось, что с увеличением расстояния от плоскости эклиптики растет скорость спокойного солнечного ветра. Это же подтверждают наблюдения направлений кометных хвостов, которые проводились при различном положении кометы вне

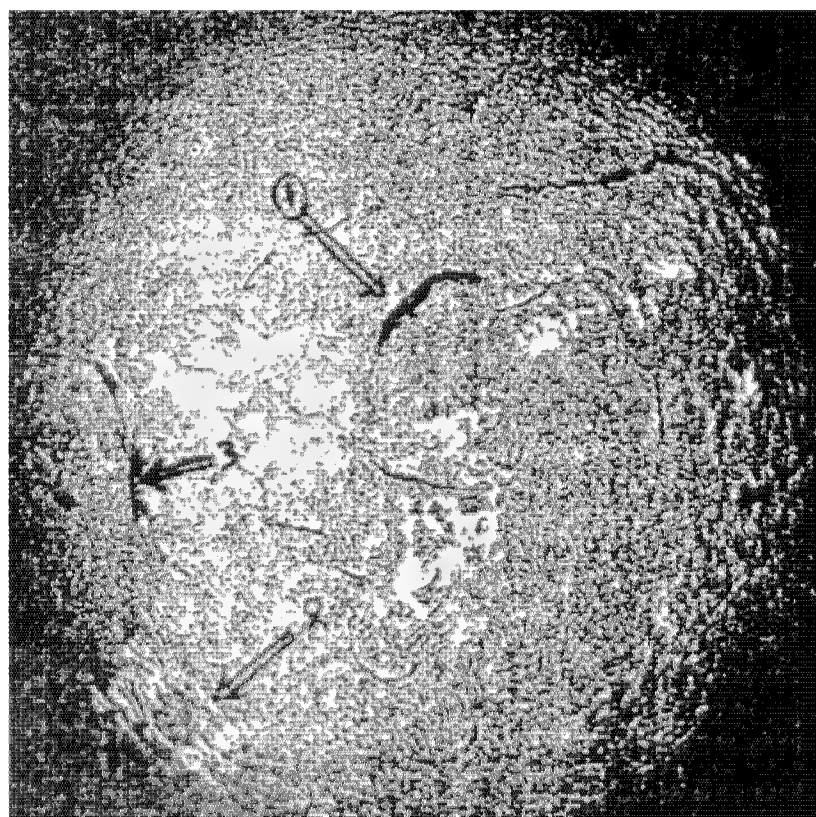
эклиптики. Фрактально-кластерный подход к исследованию корональных дыр может естественно объяснить некоторые характерные свойства КД.

Волокна (протуберанцы). Более века изучаются волокна на сети обсерваторий, ведущих наблюдения с телескопами, сопряженными с узкополосными ($\Delta\lambda$ < 0,5÷0,25 Å) $H\alpha$ интерференционно-поляризационными фильтрами (прежде — со спектрогелиографами). Существует поистине огромный материал наблюдений, который, особенно в последние годы, качественно существенно улучшился: достигнуто высокое пространственное разрешение и детализирована связь волокон с магнитными полями (крупномасштабными и полями АО). Интерес к этим исследованиям возрос в связи с обнаруженным эффектом внезапного исчезновения волокна, приводящим к росту корпускулярного излучения (геоэффективные потоки и солнечные космические лучи). На рис. 17 приведен пример распада $H\alpha$-волокна (A), SXT-фильтрограммы, снятой на КА Johkoh (B), и нашей компьютерной обработки фильтрограммы SXT-Johkoh (C). Программа компьютерной обработки оригинального снимка выделяет места с наибольшим градиентом яркости. Тонкие яркие линии соответствуют, как правило, магнитным силовым линиям. На компьютерном снимке (C) видна сложная система арочных структур в мягком рентгене, которые выделяются при компьютерной обработке SXT-фильтрограммы. С исчезновением волокон, полным или отдельных его фрагментов, связано явление коронального выброса вещества (CME), ставшее доступным наблюдениям при использовании на КА коронографов с внешним затмением (КА SOHO). В рамках МГД сплошных сред построены модели спокойных и активных волокон. Особый интерес вызвали работы S Martin, и ее соавторов (1997), которые по высококачественным $H\alpha$-фильтрограммам исследовали одну важную особенность волокон: направление «отростков» волокна.

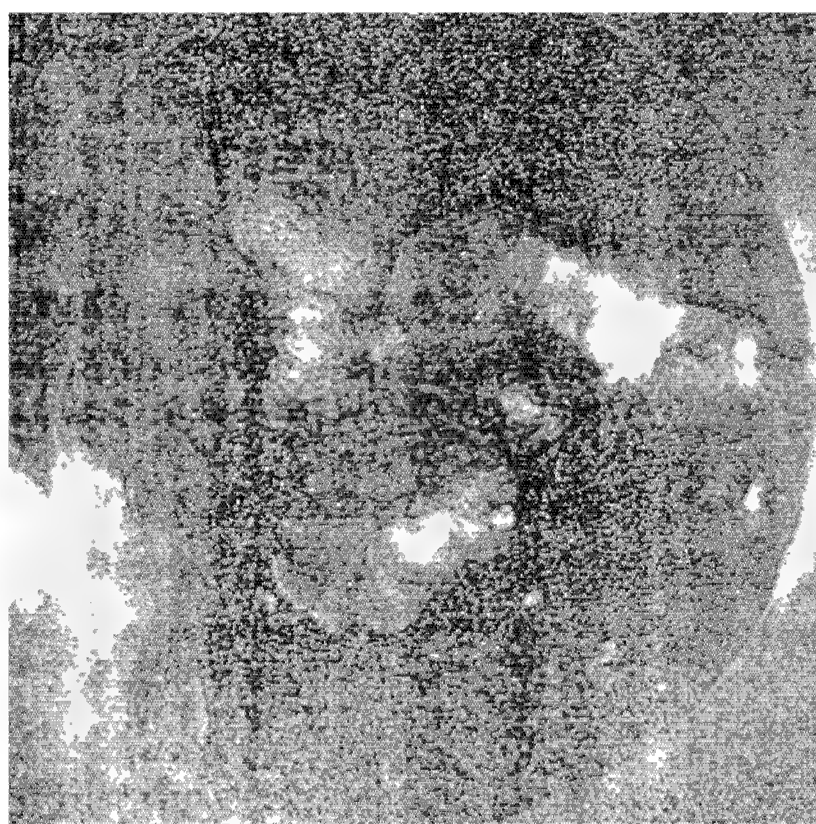
Эти отростки связаны с магнитным полем и направлены по разному в $N$ и $S$ полусферах Солнца. Это подтолкнуло ряд теоретиков к построению моделей магнитного поля волокна и его окрестностей. Существенным недостатком всех этих работ, как нам представляется, является очень ограниченный материал непосредственных (прямых) наблюдений магнитных

полей с вектор-магнитографом, и характера движения плазмы в самом волокне и его окрестностях. Остается нерешенным вопрос: каковы источники энергии, и каков «сценарий», приводящий к полному (или частичному) распаду волокна?

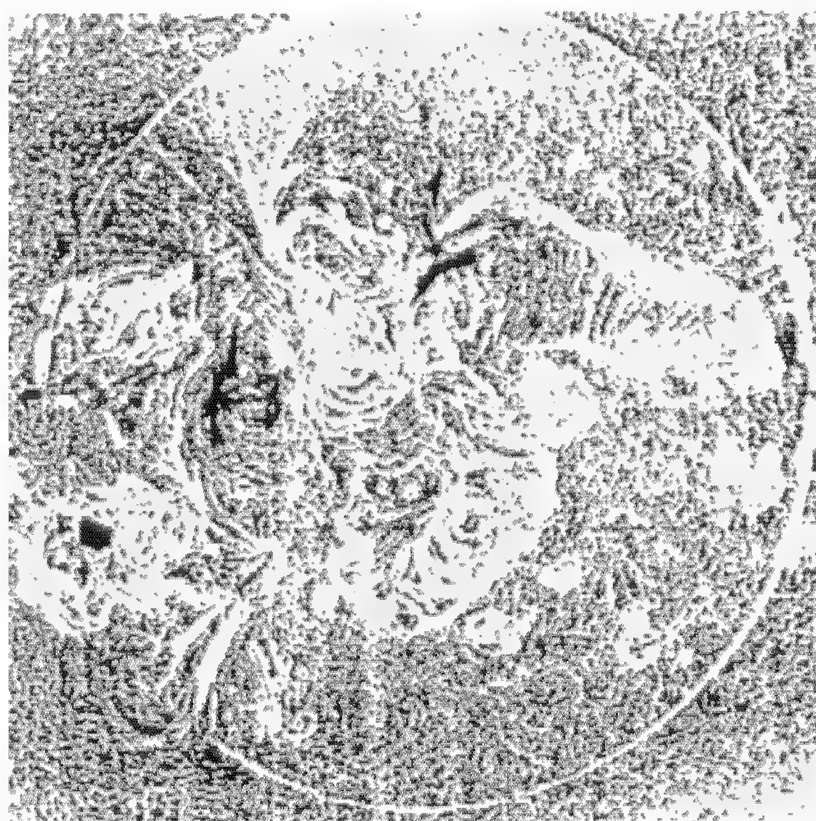
Рассмотрим эту проблему несколько подробнее. Систематические традиционные наблюдения волокон в Медонской обсерватории (Франция) привели их авторов (Muradian et al, 1988) к установлению в активных волокнах особого участка выхода энергии возмущения, названного ими «Pivot Point» («осевая точка»). «P.P» выделяется характерным твердотельным вращением, так что протяженное волокно как бы поворачивается вокруг него. Нам удалось зарегестрировать «сценарий» развития и последующего распада волокна



A



B



C

Рис 17. Пример эффекта распада волокна (A), волокно обозначено стрелкой, SXT-Johkoh снимок-оригинал (B), и после компьютерной обработки (C). Снимок (C) представляет линии равного градиента яркости, полученные при обработке на компьютере оригинальной фильтрограммы SXT (в мягком рентгене), полученной на КА Johkoh. Активные волокна в $H\alpha$-фильтрограмме, получены в ИЗМИРАН.

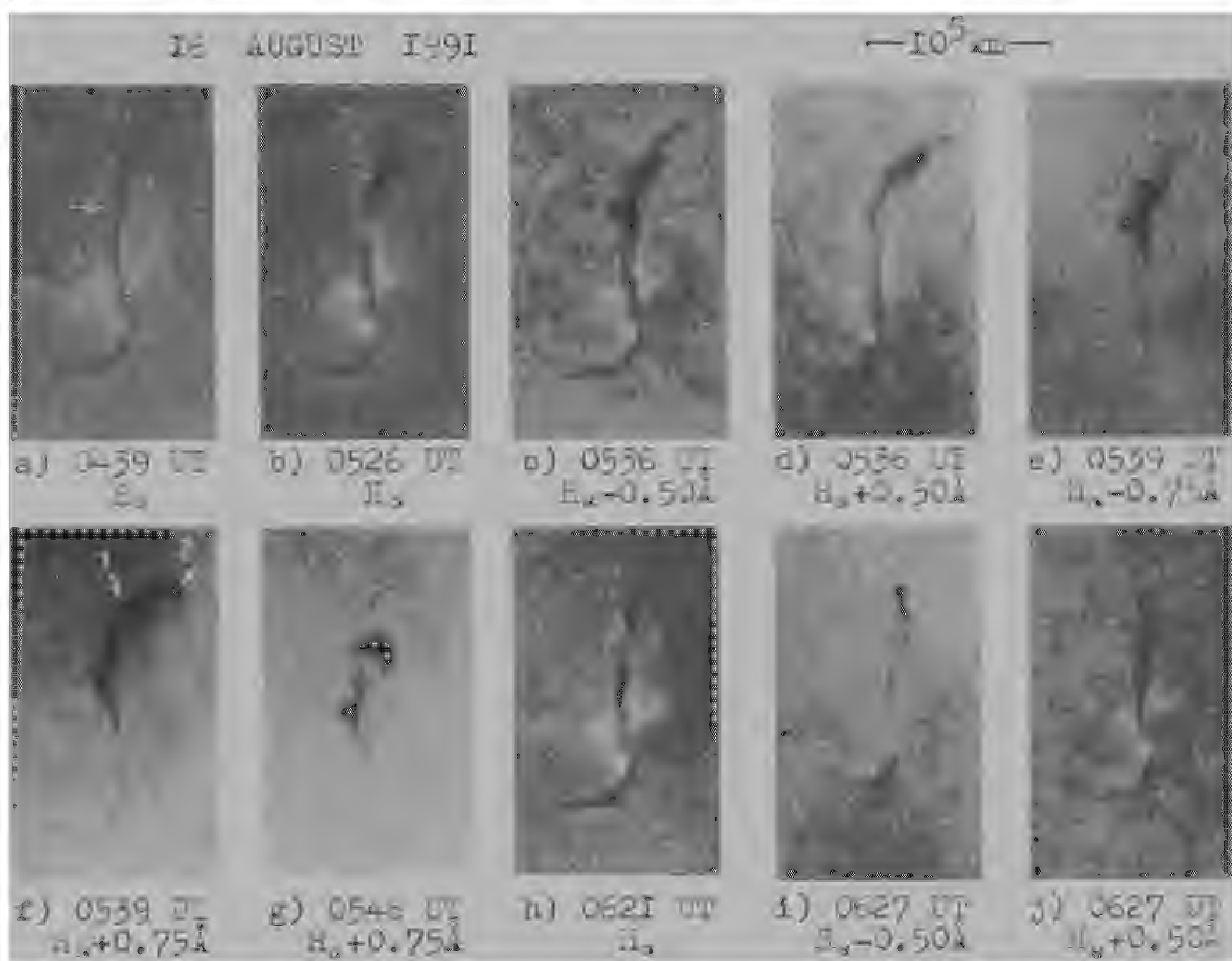


Рис. 18. Пример резкой активизации волокна при слабой вспышке в АО. Наблюдения Могилевского Э.И. и Шиловой Н.С. на телескопе К. Цейса с узкополосным фильтром ($\Delta\lambda = 0{,}25$) со сдвигом полосы. (Коробова З.В., Могилевский Э.И., Шилова Н.С., Astron. and Astrophys., 1991, v.305, p.643).

16 августа 1991 г., при наблюдениях (> 6 часов) с телескопом ($F = 8$ м, $d = 250$ мм) и ИПФ-Оптон-$H\alpha$ (полоса 0,25 Å, с возможностью быстрого перемещения узкой полосы в больших пределах ±16 Å). Детальный анализ этого случая описан в работе Коробова и др., (1991). Мы приведем только несколько схематических рисунков из этой работы. На рис. 18–20 приведены фрагменты развития активизации волокна. На рис. 19 показано последовательно положение волокна с 12 по 17 августа. Рисунок иллюстрирует существование «Pivot Point», совпавшей с местом субвспышки и распадом к 16 августа небольшой группы пятен (N6979). Существование Pivot Point отмечено и в активных областях. В них могут последовательно выделяться 2–3 таких участка, попадающие даже в центр весьма сложных пятен «δ»-конфигурации, или вблизи границ сложных пятен. Существенно, что Pivot Point является местом им-

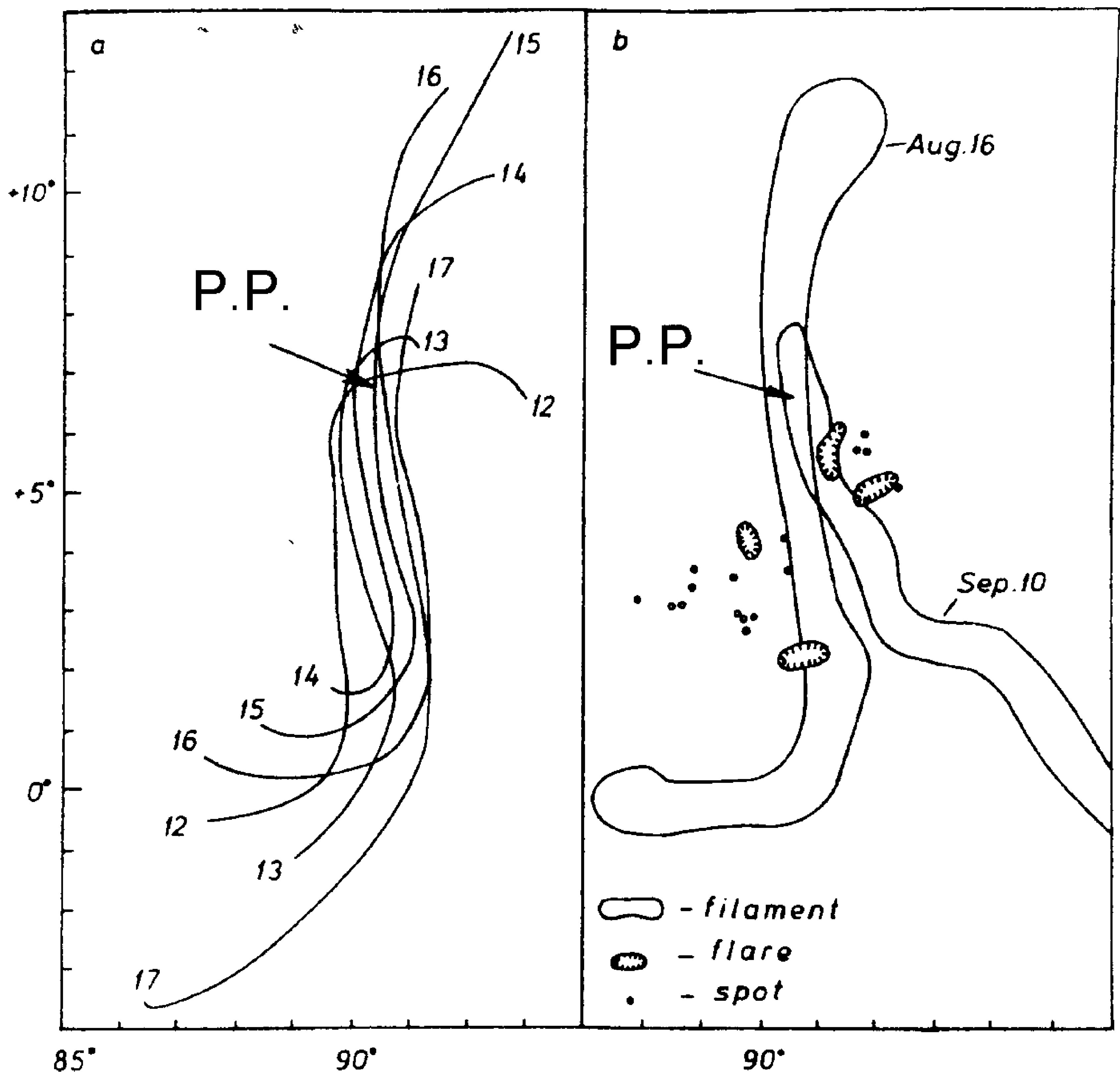



Рис. 19. Положение активного волокна, пятен, и слабой вспышки в NO AA 6774. 16.12.91. Стрелкой обозначено место Pivot Point. Цифры — даты наблюдений волокна.

пульсного выхода энергии возмущения волокна (в АО энергия расходуется на изменение структуры пятен или вспышки). Мы попытались построить возможную модель Pivot Point, как одного из каналов выхода энергии из подфотосферных глубин, учитывающую тонкоструктурность (фрактальность) плазмы в конвективной зоне Солнца. Волокно, как известно, располагается по линии раздела магнитной полярности (*N*/*S*) как крупномасштабного, так и локального (АО) магнитных полей. Последнее означает, что Pivot Point может располагаться над каналом, соединяющим фотосферу с основанием ячеечной конвекции (рис. 19). Согласно схеме магнитоконвекции Hulbert (1987), основание ячеечной конвекции находится на глубине

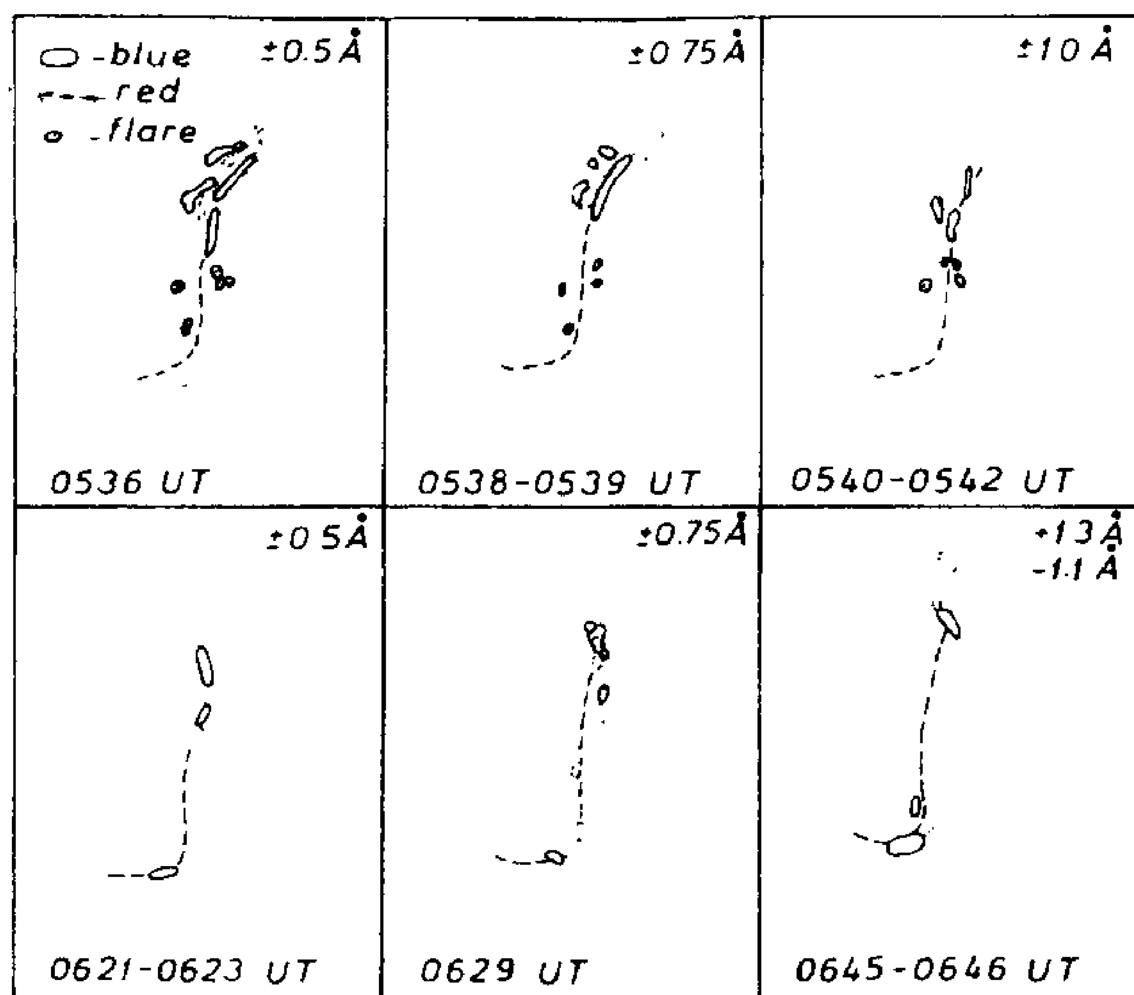



Рис. 20. (1) Положение красного и синего смещения крыла линии $H\alpha$ в волокне; сверху — $N$, слева — $E$.

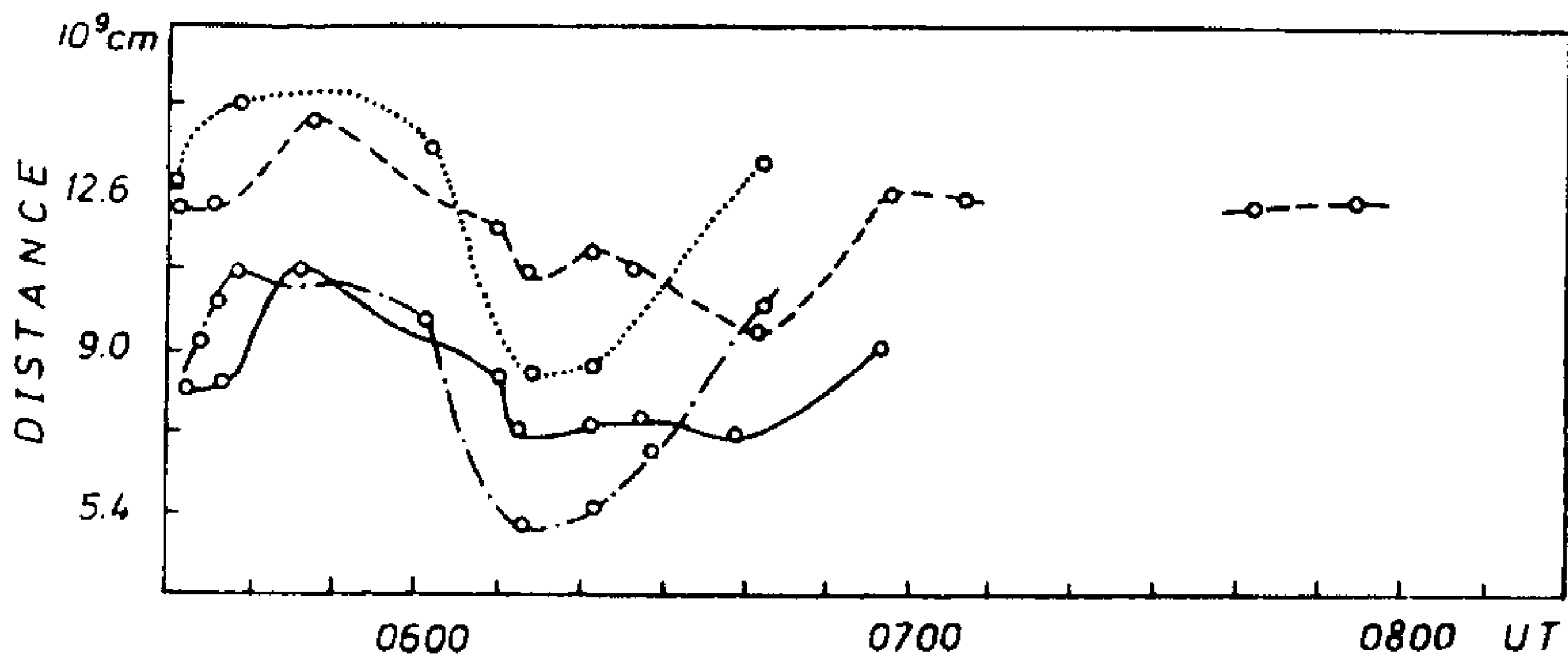



Рис. 20. (1) Положение красного и синего смещения крыла линии $H\alpha$ в волокне; сверху — $N$, слева — $E$.

$\approx 2 \div 3 \cdot 10^9$ см, где $T \approx 2{,}4 \cdot 10^5$ K° и $\rho = 8 \cdot 10^{-3}$ г/см$^3$. Согласно этой модели, в основании, по линии раздела направлений конвективных движений (на фотосфере это соответствует линии раздела магнитной полярности), образуется суперконвективный плазмоид (плазмоид, возникший у нижней границы ячеечной конвекции) с собственным магнитным полем. «Основание» ячеечной конвекции находится под колебательным воздействием крупномасштабного поля, т.к. АО (в. т.ч. волокна) входят в Крупномасштабный Комплекс Солнечной активности (ККСА). Замкнутое поле суперконвективной трехмер-

ной ячейки представляет собой параметрический осциллятор, и соответствует решению уравнения Хилла–Матье. Это приводит к образованию вихря Хилла в плазмоиде (Могилевский, 1998). $B_y$ компонента этого поля тормозит идущий из глубины поток тепла («тепловая тень» по терминологии Паркера). Возникает локальный градиент температуры, что приводит к всплытию вихря Хилла. В канале Pivot Point, где вихрь Хилла действует как поршень, всплывая, генерируются низкочастотные магнитозвуковые волны. Они распространяются в среде с убывающей плотностью, что приводит к появлению слабой дисперсии. Это, как описано в главе I, приводит к образованию цепочки последовательности уединенных невзаимодействующих МГД-солитонов (т.е. волн).

Но, т.к. канал Pivot Point представляет собой «магнитную стенку», то в данном случае следует использовать нелинейное уравнение Беньямино–Оно

$$\frac{\partial \bar{b}}{\partial t} + a\bar{b}\,\frac{\partial \bar{b}}{\partial r} - \beta\,\frac{\partial^2}{\partial r^2} H(\bar{b}) = 0\,, \tag{3.16}$$

где $\bar{b}$ — вектор возмущения;

$$H(b) = \frac{\rho}{\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty} \frac{|\,b\,|}{|\,b_j + b\,|}\,du\,, \tag{3.17}$$

Гильбертово преобразование вектора $\bar{b}$ .

Решением (3.16) является двумерный, (по новым переменным $\bar{b}$ и $\eta$) алгебраический солитон

$$\bar{b} = \frac{a\eta^2}{s^2 + \eta^2}; \quad \bar{\eta} = 46\,/\,a\partial c_T\,, \tag{3.18}$$

здесь $s = r - \lambda\eta$; $\lambda = aq/4$; $a$ — амплитуда солитона, $c_T$ — скорость «сосисочной» нелинейной волны. После упрощения получаем

$$a(\xi) = a(0)\exp\left(\frac{\xi}{2HE^2}\right); \quad \eta(\xi) = \eta(0)\exp\left(\xi\,/\,2HE^2\right). \tag{3.19}$$

Здесь $E$ — относительная амплитуда возмущения давления, $H$ — высота однородной атмосферы, $\xi$ — текущая переменная.

В нашем случае получаем:

а) экспоненциально растущую амплитуду солитона, который распространяется с глубины $r \approx 10^9$ см и достигает значения поля $a \approx 10^3$ Гс.

б) импульс магнитного возмущения, локализованного в солитоне, перемещающийся со сверхзвуковой средней локальной скоростью $\geq 10^6$ см/с.

в) поток магнитной энергии, переносимый цепочкой солитонов ($n \geq 3$) может достигать $\sim 10^{29}$ эрг.

Эти оценки носят только иллюстративный характер, т.к. выбор параметров начального возмущения и условий в КЗ (модель Spruita 1974) взяты для невозмущенного (вне АО) Солнца весьма произвольно. Однако, несмотря на это, мы видим возможность быстрой транспортировки энергии по каналу Pivot Point. Реализация этой энергии МГД солитона следует той же схеме, что описана в главе I для солитонной модели вспышек. Отличие в данном случае состоит в том, что после выхода и диссипации энергии солитона, приводящей к возмущению волокна или структуры АО, всплывает вихрь Хилла, возбудивший небольшое возмущение. Это наблюдается либо в виде распада ядер пятна (в АО), либо в виде дискретных «точечных» магнитных полей, по которым можно судить о том, где расположена «площадка» Pivot Point. Именно такие два случая представленны на рис. 3 и рис. 19. Следует обратить внимание на то, что, в рамках предложенной модели, можно объяснить не только активизацию (распад) волокна и деформацию сложных ядер в АО с «Pivot Point», но и давно наблюдаемое явление образования спиральной структуры АО (Могилевский, 1982). Вид спиральной структуры магнитного поля при выходе энергии вихря Хилла хорошо виден на рис. 21 и 22. Но поскольку в сложных АО такого рода выход энергии в виде вихря Хилла может неоднократно повторяться, то в процессе эволюции АО приобретает ясно выраженную спиральность. Такой случай нами детально описан в коллективной работе (Могилевский и др., 1986).

Спиральные движения в нелинейной подфотосферной среде возбуждаются в процессе всплытия структурированной плазмы с полем. Спиральные волны в среде (плазме) с дискретными элементами исследовались рядом авторов (например, Давы-

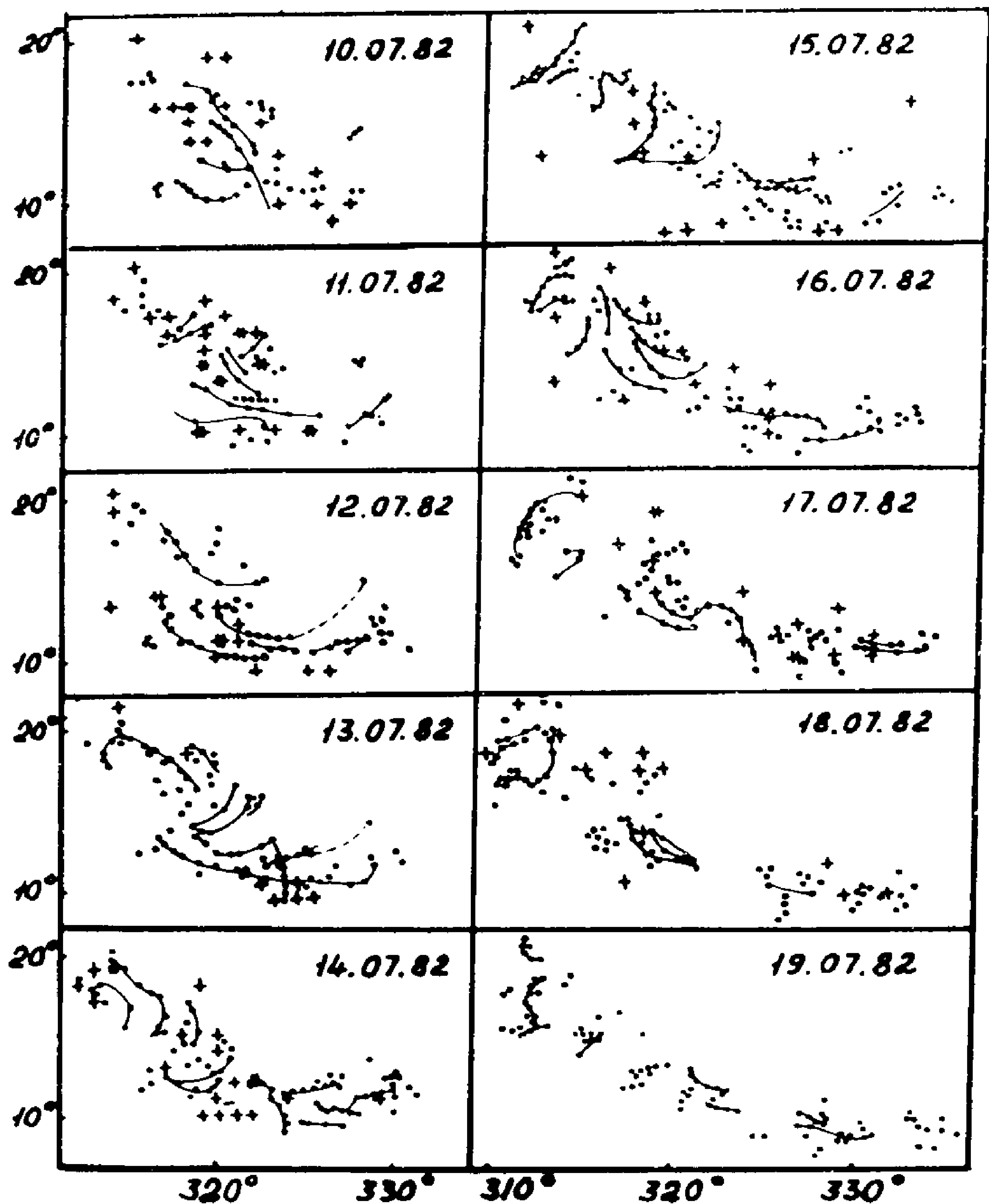



Рис. 21. Схема расположения пятен в сложной, многопятенной АО в июле 1982 г. На рисунке видно, что пятна *N* и *S* полярности образуют локальные (объединенные сплошной линией), изогнутые по спирали, параллельные структуры (см., например, 12–13 июля и др.). Такая квазиспиральная структуризация пятен отражает подфотосферные спиральные ддвижения в АО. Пятна обозначены точками, места центров вспышек — крестиками, спиральные цепочки пятен — сплошными линиями.

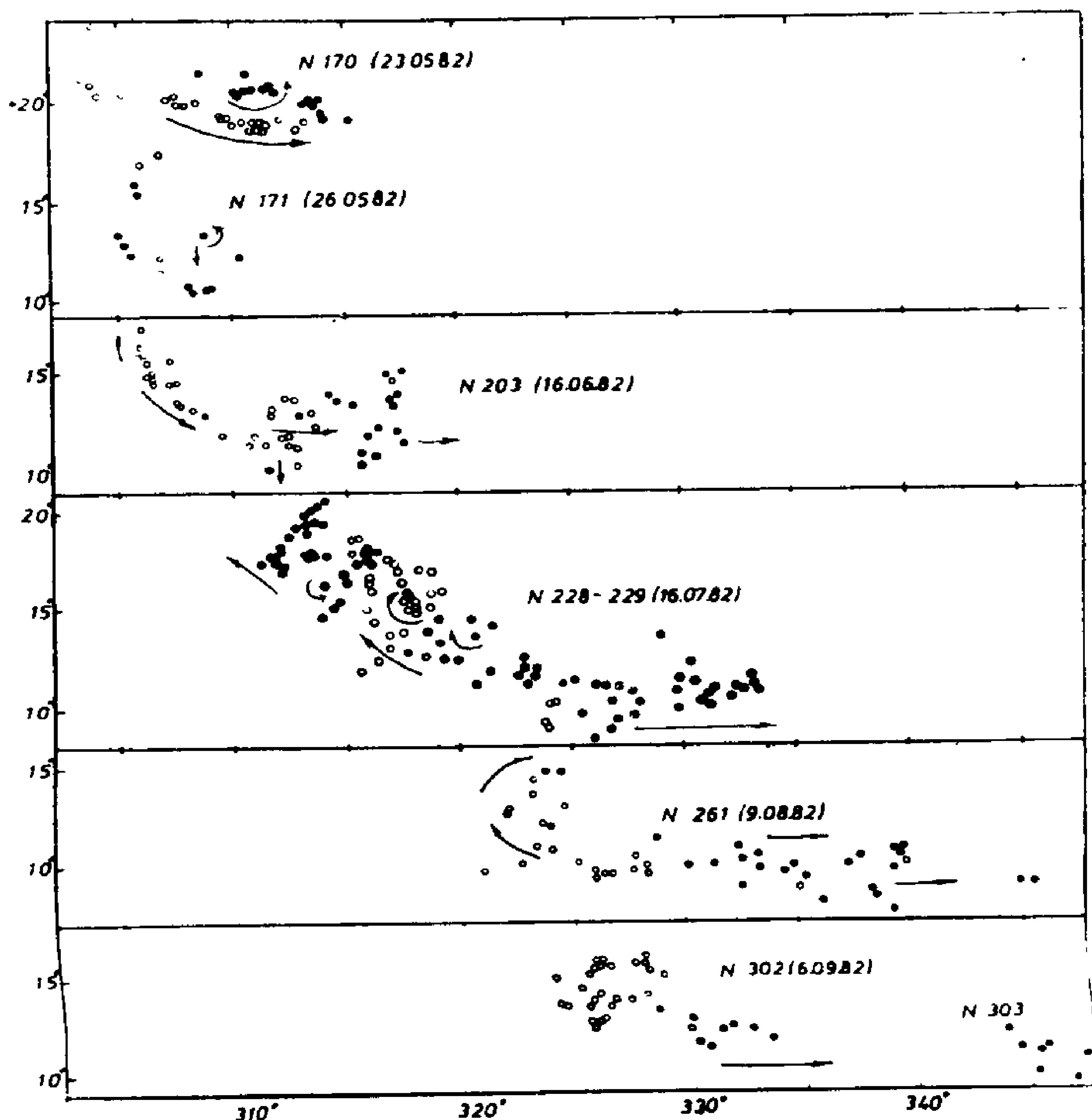



Рис. 22. Схема развития спиральной структурности расположения пятен (июнь 1982 г., гр.203 CD) в течение 5 оборотов Солнца. Видно, что спиральность группы N203 CD лучше выражена в первых двух оборотах. Появление новых групп пятен, в последующих оборотах, усложняет спиральную структуру комплекса, хотя еще заметна спиральность в его хвостовой части. Заметен также дифференциальный сдвиг, который незначителен в первых двух оборотах. Стрелки указывают преимущественное направление движения пятен.

дов, Михайлов, 1987; Перцева, Панфилов, 1982). Образование спиральных структур цепочкой пятен отражается ясно в хромосфере и даже в высокотемпературной плазме короны. Такие исследования проводились, например, в работах (Коробова, Могилевский, 1991), и др. Спиральные волны возникают в активных средах. Под последними понимают фоновую плазму с взаимодействующими замагниченными плазмоидами, обра-

зующими кластеры. В подфотосферной плазме это фрактальные кластеры, участвующие во всплытии солнечных пятен в активных областях.

Подведем краткий итог главы III. Мы показали, что системы фрактально-кластерных структур могут рассматриваться в рамках теории сред с размножением, распадом и диффузией. Это позволяет понять наблюдаемую иерархию дискретных размеров магнитных структур явлений солнечной активности, от гранул до крупномасштабных магнитных полей. Далее мы последовательно рассмотрели ряд характерных, экспериментально наблюдаемых свойств пятен, АО, корональных дыр, волокон и групп пятен, которые естественно объясняются наличием систем фрактальных кластеров в подфотосферной КЗ. Фракталы также присутствуют в изменяющихся структурах хромосферы и короны. Последнее можно проиллюстрировать огромным числом снимков и фильмов, которые получены на КА SOHO, TRACE, Johkoh в лучах мягкого рентгена и линиях далекого УФ (Gallagher P et al, 2000). По экспериментальным данным (солнечными измерениями солнечного ветра в межпланетной среде (Cosmic Winds and the Heliosphere, 1997)) установлена тесная связь сверхскорости солнечного ветра (ССВ) с парой корональных дыр *N* и *S* полярности, примыкавших к биполярной активной области. Оказалось, что в ССВ на орбите Земли сохранилась магнитная полярность источников (КД). Отмечено, что по длительным наблюдениям СА на КА солнечный ветер имеет мультифрактальную структуру. Рассмотрена модель выхода энергии возмущения волокон и АО в характерных местах Pivot Point, вокруг которой оборачивается волокно (Pivot Point имеет твердотельное вращение). Отметим, что, особенно во вспышечно-активных областях, могут быть несколько Pivot Point, т.е. участков АО, где с наибольшей вероятностью могут начинаться вспышки.

Одним из важнейших результатов проведенного рассмотрения является то, что спектр мощности явлений столь разных по характерным параметрам солнечной активности, является степенным спектром типа фликкер-эффекта. Пространственно-временная инвариантность выявляется Фурье-анализом (определением спектра мощности и т.д.) длительных временных рядов индексов солнечной активности.

# Глава IV

## СТРУКТУРНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ ФРАКТАЛЬНЫХ СРЕД (САМООРГАНИЗОВАННАЯ КРИТИЧНОСТЬ)

Из ранее приведенного во второй главе рассмотрения следует, что в совокупности фракталов и фрактальных кластеров, при определенных условиях притока энергии, необходимой для генерации тонкоструктурных элементов, может возникнуть пороговая концентрация. Эту возникшую сингулярность пороговой концентрации фракталов Robinson (1994), Bas et al (1988), назвали самоорганизованной критичностью. Особенность такого состояния системы, независимо от природы объектов, размеров, совокупности и т.д. имеет примечательное свойство. Становится возможной, после достижения пороговой концентрации, тенденция импульсного сброса вещества и энергии с возвратом в исходное пороговое состояние. Этот переход происходит самоорганизованно.

В общем случае спектр мощности $\psi$ такого порогового состояния, рассчитанного по временному ряду (для солнечных явлений длительный ряд индексов солнечной активности) имеет степенное выражение типа фликкер-эффекта:

$$\psi \approx \nu^{-\beta} \qquad (4.1)$$

где $\nu$ — частота событий (например, общее число вспышек, CME, и т.д.), а $0{,}8 \leq \beta \leq 1$. Для различных систем и параметров степенной показатель может быть соответственно другим. Этот метод позволяет (Lu & Hamilton, 1991) относительно просто, из наблюдений, получить зависимость числа вспышек с энергией $\geq E$ в виде $N(E) \approx E^{-\gamma}$, где $r = 1{,}4$. То же для распределения интенсивности вспышек: $\geq P$, $N(P) \approx P^{-\alpha}$, где $\alpha = 1{,}8$. Авторы использовали этот метод для решения задачи о нагреве короны микровспышками (идея Паркера).

Критическая самоорганизация среды может реализоваться в определенном месте динамической системы, стимулируя процесс возмущения по всей системе при распространении импульса. Самоорганизованная критичность, как состояние с минимумом бессилового или потенциального магнитного поля и кинетической энергии, соответствует аттрактору для данной системы. Аттракторы — это основные элементы фазового портрета динамической системы. К аттрактору «притягиваются» фазовые траектории эволюционирующей системы. В общем случае степенной спектр частоты событий по параметрам энергии и интенсивности вспышек подтверждает фрактальную природу вспышечных явлений на Солнце. Оказалось, что такая степенная зависимость характерна для множества природных явлений, которые обусловлены самоорганизацией случайно взаимодействующих элементов (фракталов).

Выше, при рассмотрении баланса образования, развития и распада во фрактальном множестве, полученное выражение баланса, с учетом диффузии, формально отождествлялось с линейным уравнением Шредингера.

Полученное выражение для дискретного спектра

$$n(r,t) = \sum_i C_i e^{-\lambda_i t} \varphi_i \qquad (4.2)$$

(где $\varphi_i$ — функция взаимодействия составных дискретных элементов, $C_i$ — нормирующий множитель) аналогично тому, что имеет место в квантовой механике, например, для энергетических уровней атома водорода. Резонансный уровень соответствует минимуму энергии атома водорода. Формально и в нашем случае достижение самоорганизованной критичности фрактального множества задается выражением

$$n_{кр}(kt) = \sum_i c_i e^{-\lambda_i t} \varphi_i(r) \qquad (4.3)$$

Это соответствует устойчивому минимуму энергии всей системы. Поэтому при возмущении (сброс вещества, например, в явлении CME) система сама, стремясь к энергетическому минимуму, самоорганизуется и достигает устойчивого состояния.

Аналогичное рассмотрение оптимальной фрактальной размерности (см гл. II) было получено для вариаций фрактальной

размерности, с помощью уравнения Шредингера. Т. к. изменения фрактальной размерности характеризуют изменение энергии системы, то и здесь не удивительна аналогия с квантовой механикой (следствие уравнения Шредингера). Конечно, общие идеи, действующие силы и т.д. квантовой механики совершенно другие, чем во фрактальном множестве, и указанные аналогии носят скорее формальный характер. Но то, что во фрактальном множестве речь идет о дискретных самоподобных составляющих, делает неслучайным аналогию фрактального множества с квантовой механикой. Самоорганизованная критичность фрактального множества соответствует стремлению к энергетическому минимуму и устойчивости как и в квантовой механике.

Метод самоорганизованной критичности получил широкое применение, особенно в геофизике (сейсмологии, и др.). В гелиофизике делаются пока только отдельные работы. Вопросы природы солнечных вспышек, корональных выбросов масс (CME), нагрева короны и др. могут получить развитие с применением метода самоорганизованной критичности. Природа этого метода, пока, как нам представляется, еще недостаточно раскрыта. Неопределенным остается способ достижения порогового состояния. Подобие метода самоорганизованной критичности в квантовой механике кажется нам не только корректным, но и перспективным для дальнейших исследований в гелиофизике. Этот подход может быть более простым и наглядным, чем сложные расчеты стохастической функции распределения во фрактально-кластерной среде (см. ниже). Этим объясняется то, что мы начали рассматривать метод самоорганизованной критичности с формулы (4.3), следующей из уравнения Шредингера для дискретной функции распределения.

Статистическая обработка глобальных солнечных индексов активности и параметров межпланетной среды подтвердила справедливость выражения (4.1) для Солнца.

Сначала авторы (Robinson, 1994 и Bas et al., 1988) обнаружили эффект самоорганизованной критичности для сыпучих сред в лабораторных условиях. Расчеты проводились с использованием метода «клеточных автоматов». Принципиально важно, что такой же подход остается справедливым, независимо от размеров и масштаба рассматриваемых явлений. Так, если исполь-

зовать индекс крупномасштабных магнитных полей (КМП), то выражение (4.1) остается справедливым (Салахутдинова, 1998). Это приводит к заключению, что КМП на различных уровнях Солнца (в КЗ, в атмосфере Солнца) также составляют совокупность (кластеры) пространственно-инвариантных элементов с характеристиками фракталов. Образование таких крупномасштабных магнитных полей (КМП) может быть результатом динамо-эффекта (т.е. $\alpha\omega$-динамо) в основании конвективной зоны (De Luka et al, 1991), совокупности вихрей Россби (Тихомолов, 1998), сферически дипольных вихрей Хилла (Parker, 1995), всплывающих в виде $\Omega$-элементов с основания КЗ, где справедливы условия динамо-эффекта (Parker, 1995) и др. Выбор механизма генерации КМП может быть получен при дальнейших высокоточных гелиосейсмологических исследованиях.

В работе Тихомолова (1998) предлагается оригинальная концепция солнечной цикличности. Отвергая, по некоторым соображениям, теорию динамо, Тихомолов допускает возможность генерации магнитного поля в основании КЗ в виде вихрей Росби и последующую их эволюцию.

Отметим, что при любом возможном механизме допускается, что для различных явлений могут действовать различные механизмы образования фрактально-кластерной структуры. Они проявляются от масштабов океанических течений, в Красном пятне Юпитера, и до размеров совокупности Галактик (Perdung, 1990), где между элементами совокупности действуют дальние корреляционные связи.

То, что система фрактальных кластеров, достигая пороговой концентрации, имеет тенденцию к самосохраняемости, было получено чисто экспериментально. Это можно понять, если вспомнить, что пороговая концентрация соответствует минимуму энергии в общем (базовом) уравнении синергетики, которое сводится к линейному уравнению Шредингера.

В реальной турбулизованной плазме конвективной зоны и атмосфере Солнца задача о функции распределения фракталов усложняется необходимостью учета шумовых возмущений. Поэтому приходится рассматривать стохастическое уравнение для функции распределения $f(r, t) \approx \overline{q}$, где $q$ — в общем случае вектор. Тогда используется базовое уравнение синергетики, уравнение Ланжевена:

$$\bar{q} = \bar{N}(\bar{q}, \alpha) + \bar{F}(t). \qquad (4.4)$$

Здесь $\bar{N}(\bar{q}, \alpha)$ — функция нелинейных взаимодействий элементов $\bar{q}$; α — управляющий параметр (α = α($t$)); функция $\bar{F}(t)$ — флуктуирующие силы турбулентной среды. Поскольку $F(t)$ зависит также от вектора состояния $\bar{q}$, то получаем дифференциальное уравнение вида:

$$dq \approx N(q, \alpha)dt + dF(t, q)dt \qquad (4.5)$$

Рассматриваем систему вблизи критических точек равновесия, и считаем влияние функции $\bar{F}$ малой величиной, т.е. $d\bar{F} \approx 0$. При некотором значении управляющего параметра α, путем решения упрощенного уравнения (4.5) преобразуется:

$$q = N(q, \alpha) \qquad (4.6)$$

При $\bar{q} = \bar{q}_0 + \bar{g}$ получаем линеаризованное уравнение для возмущенной составляющей:

$$\bar{g}(t) = L(t, \alpha)\bar{g}(t) \qquad (4.7)$$

где $L(t, \alpha)$ — дифференциальный оператор. Решение (4.7)

$$\bar{g}_k(t) = e^{-\lambda_k t}\bar{v}_k(t) \qquad (4.8)$$

Здесь $\lambda_k$ — собственные значения системы. Стохастическое уравнение Ланжевена сводится при этом к уравнению для параметра порядков. После ряда преобразований (см. Хакен) мы приходим к стохастическому уравнению Фокера–Планка, типа:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_i Ci \frac{\partial}{\partial q_i}(\bar{g}_i, f) = \frac{1}{2}\sum_{if} Qif \frac{\partial^2 f}{\partial q_i \partial q_j} \qquad (4.9)$$

При некоторых условиях (дрейфовые движения, и коэффициент диффузии — постоянные) получаем привычное стохастическое уравнение Фоккера–Планка (4.10).

Более полное доказательство, приведенное выше, получено из анализа стохастического уравнения для произвольной функции распределения $f(r, t)$, которое задается уравнением Фоккера–Планка (Хакен, 1985):

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{2} K_{ik} \frac{\partial^2 f}{\partial q_i \partial q_k} - A_i(t) \frac{\partial f}{\partial q_i}. \quad (4.10)$$

Коэффициент диффузии:

$$K_{ik}(t) = \frac{d}{dt}\left(\overline{\delta q_i \delta q_k}\right); \quad A_i(t) = \frac{\partial \overline{q}_i}{\partial \delta}. \quad (4.11)$$

Здесь $q_i$ и $q_k$ — координаты фракталов в ограниченной области крупномасштабного магнитного поля (КМП), общая черта сверху обозначает усреднение (средние значения), $A(t)$ — коэффициент сноса. Черта означает усреднение по пространству вариаций δ — координат. Решение для стохастического уравнения (4.10) может быть получено, если рассматривать конкретные условия в конвективной зоне. Они (диффузия и механический снос, дрейфовые движения, или скорость движения фрактальной совокупности) должны быть измерены методами гелиосейсмологии. Постоянство и устойчивость к возмущениям пространственно-временной функции распределения $f(q)$ во всем объеме, при заданных условиях в КЗ, является весьма важной принципиально новой задачей будущих исследований. Стохастическое уравнение Фоккера–Планка (4.10) можно решить численно, если известны характеристики среды, в частности, существует ли детальное равновесие, при котором можно получить решение в квадратурах (в т.ч. численно). В общем случае необходимо решать уравнения с дробными производными. Несмотря на сложность задачи получения стохастической функции распределения в турбулизованной среде, важно подчеркнуть, что в данном случае решение существует. В нашем случае мы можем ограничиться только постановкой задачи, и формулировкой возможных тестовых гелиосейсмологических экспериментов (хотя бы в ограниченных зонах), при которых можно получить необходимые параметры среды, характеристики нелинейного коэффициента диффузии $K^{NL}$, и параметра «сноса» (движения всей среды) $A(t)$. Простой метод «клеточных автоматов» с дополнительным учетом аналогии с квантовой механикой, упрощает подход к пониманию смысла самоорганизованной критичности. Это получается без определения критического состояния стохасти-

ческой функции из уравнения Фокера–Планка. Мы ограничимся пока только этим замечанием, ибо остаемся в рамках фрактальной геометрии.

Попытка эмпирически (по фотосферным данным) получить интегральные характеристики АО без поиска трехмерной функции распределения фракталов в КЗ была предпринята Чумаком О.Г. (1991). Эта работа иллюстрирует, как нам представляется, невозможность получения решения задачи прогнозирования развития АО, без общего (или частного) решения для функции распределения фрактальных кластеров во всем объеме АО. Автор рассматривал АО, как случайную совокупность элементов, которые подчиняются случайным стохастическим функциям (например, энтропией Шенона). Интегральные характеристики для АО вводятся как элементы стохастического уравнения Фоккера–Планка. Фрактальные самоподобные элементы закономерно взаимодействуют, сохраняя степенную инвариантность и нелинейный коэффициент диффузии. Их совокупность сохраняет закономерную функцию распределения, а макроструктуры сохраняют подобие фрактальных элементов.

# Глава V

## СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ СО СТРУКТУРНЫМИ ДИСКРЕТНЫМИ СОСТАВЛЯЮЩИМИ

До сих пор мы рассматривали солнечную замагниченную плазму, обращая внимание на свойства самих фракталов и кластеров. Множество теоретических работ по строению MFT также относилось к решению задач о строении устойчивых магнитоплазменных трубок (MFT). Между тем, если эти теоретические работы пока трудно проверить в солнечных условиях, то вполне реальна задача учета изменений свойств солнечной плазмы с дискретными фрактальными элементами. Одна из ранних наших работ (Могилевский Э.И., 1969) была посвящена этой, вполне реальной, экспериментально проверяемой задаче (Могилевский Э.И., 2000, 1976, 1975).

Прежде всего необходимо было убедиться, что маломасштабные дискретные замагниченные элементы реально существуют на Солнце.

Еще в начале 70-х годов (Могилевский, 1971) мы попытались экспериментально доказать реальность маломасштабных дискретных магнитонесущих элементов в магнитном поле АО. Было проведено следующее экспериментальное исследование. Перед входной щелью спектрографа с магнитографом на башенном телескопе ИЗМИРАН устанавливалась кювета с жидкостью (слабый водный раствор NaCl). При подаче высокочастотного электросигнала на электроды кюветы менялся показатель преломления жидкости так, что в прошедшем световом луче могла возникнуть разность фаз в пределах $\pm\lambda/4$. За кюветой ставился поляроид, а обычный модулятор с KDR убирался. Меняя частоту сигнала ультразвукового генератора можно было получать перед щелью в кювете ряд горизонтальных полосок («стоячие волны») с заданной разностью оптического хода. При высоких частотах сигнала ($10^4 \div 10^5$ Гц) на щели спектрографа

появились очень узкие (≥0″,1) полосы с ±λ/4. Если высота полоски совпадала с размером предполагаемого дискретного магнитного поля (или кратным ему числом), то магнитограф давал оптимальный по амплитуде сигнал. Сканируя по частоте подаваемого высокочастотного сигнала, можно было выявить минимальные размеры дискретной составляющей магнитных элементов в плазме АО. Несмотря на трудности эксперимента (жидкость быстро закипала, и полоски λ/4 размазывались; приходилось охлаждать кювету специальным холодильником) при многократном его повторении удалось выявить средний минимальный размер дискретной магнитной составляющей, который оказался ≥0″,1÷0″,2. (Могилевский, 1971)*.

Другая трудность этого эксперимента состояла в необходимости учета дрожания изображения Солнца на щели. Для этого использовался второй, параллельно работавший магнитограф второго спектрального канала с обычным модулятором КДР, но в нем использовалась магнитонечувствительная спектральная линия. Второй канал, естественно, регистрировал дрожания изображения на входной щели спектрографа. Хотя продолжение эксперимента могло дать представление о динамике и временных вариациях дискретных элементов, с техникой того времени это не удалось сделать. Основной результат этого эксперимента — подтверждение наличия дискретных маломасштабных и, по-видимому, самоподобных элементов. В те годы это было важным выводом для обоснования реальности дискретных элементов в солнечной фотосфере.

Что изменяется в плазме с магнитонесущими дискретными элементами? Прежде всего следует обратить внимание на то, что при обычных измерениях магнитного поля по расщеплению спектральных линий (по эффекту Зеемана) используется спектрограф со щелью. Даже при высоком современном пространственном разрешении (≤3″) мы фактически, усредняя эффект по щели, измеряем не магнитную напряженность $\bar{H}$, а магнитную индукцию $B = \mu H$. В среде с маломасштабными элементами (≤$10^7$ см) множитель μ отнюдь не равен единице. Он имеет, прежде всего, разные значения в $N$ и $S$ магнитных полях:

---

* Полной публикации всей работы нет.

$$\mu_S \neq \mu_N \neq 1, \qquad (5.1)$$

т.е. при классическом $\operatorname{div}\bar{H} = 0$ имеем $\operatorname{div}\bar{B} \neq 0$. Магнитный момент элементарной составляющей объекта равен (Ландау и Лившиц, 1982)

$$\bar{m} = \frac{V_i}{4\pi(1-n)}\bar{H}_0 = <\mu> \bar{H}_0, \qquad (5.2)$$

где $V_i$ — объем элемента, $H_0$ — внешнее фоновое поле, а $n$ — постоянная, равная 1/3 для сферы, а для тороида $n \leq 1$.

Неравенство (5.1) является следствием того, что на щели магнитографа число элементов с моментами $\bar{m}_S$ и $m_N$ в разных точках различно. Последнее неравенство (5.1) определяется функцией распределения исходных элементов (фракталов) в турбулентной анизотропной плазме. Функция распределения этих элементов (пространственная плотность) выражается уравнением Больцмана в форме Власова (1936)

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div}_g f + \operatorname{div}_\upsilon(\dot{V})f = 0, \qquad (5.3)$$

$$<\dot{V}> = \frac{\int Vf(g,\upsilon,\dot{V},t)dV}{\int f(g,\upsilon,\dot{V},t)dt}. \qquad (5.4)$$

Здесь $g$ — координата центра элемента, $\upsilon$, $\dot{V}$, $t$ — соответственно скорость, ускорение и время. Мы используем статистическое уравнение Больцмана в форме Власова, ибо принимаем, что концентрация фракталов невелика, так что парными столкновениями можно пренебречь (бесстолкновительная среда). Функция $f(g, \upsilon, \dot{V}, t)$, определяя распределение фракталов («исходных» элементов) случайно ориентированных в турбулентной среде, при случайных движениях, приводит к указанному эффекту различия $N$ и $S$ полей в плоскости входной щели магнитографа. Измеренный магнитный поток

$$<\phi> = <\phi_N> + <\phi_S> = \sum_i S_j \mu_s^i \bar{H}_s^i + \sum_j S_j \mu_N^j \bar{H}_N^i, \qquad (5.5)$$

где $S_i \approx S_j$ — площадь щели, на которую проектируются $S$ и $N$ элементы. Очевидно, что

$$\langle \phi_N \rangle \neq \langle \phi_S \rangle. \tag{5.6}$$

Это справедливо при сканировании по щели любого солнечного явления или при измерениях «Солнце как Звезда». Отсюда следует:

а) давно известный длительно существующий дисбаланс магнитных потоков в АО отражает динамику функции распределения $f(g, \upsilon, \dot{V}, t)$, в АО;

б) измерения «Солнце как Звезда» за полный оборот Солнца характеризуют изменение функции распределения в крупномасштабных и локальных магнитных полях. Дисбаланс магнитного потока $\bar{B}$ и здесь длительно существует.

Отметим, что систематические измерения дисбаланса магнитного потока, например в АО, несут полезную информацию о динамике подфотосферных движений и общих перемещений совокупности дискретных элементов, определяющих функцию распределения $f(g, \upsilon, \dot{V}, t)$,.

Для фрактальной совокупности можно ввести понятие «магнитной температуры» $\theta_m$, измеряя ее в энергетических единицах. Поток $\bar{\Pi}$ фрактальных элементов в различных частях конвективной зоны тогда определяется градиентом магнитной температуры и концентрацией ($n$), т. е

$$\bar{\Pi} = (grad\, \theta_m + grad\, n)a\,, \tag{5.7}$$

где $a$ — нормирующий множитель. Магнитное поле в данном месте

$$\bar{H} = \sum_i \bar{H}_i^{\phi} + \bar{H}_0\,, \tag{5.8}$$

где $\bar{H}_i^{\phi}$ — поле $i$-го фрактала, а $\bar{H}_0$ — внешнее фоновое поле (усредненное поле близлежащих фракталов и фоновое поле КМП). Для определения $\bar{H}_i^{\phi}$ можно ввести понятие эффективного радиуса Дебая, следующее из уравнения (5.3)

$$R_{Dm} = \left( \frac{\theta_m}{4\pi\rho_m \overline{\overline{M}}} \right)^{1/2}, \tag{5.9}$$

где $\rho_m$ — плотность фракталов в данном месте, $\bar{M}$ — магнитный момент фрактала, $R_{Dm}$ — характеризует объем, в котором

проявляется магнитное влияние фрактала (фрактального кластера). Фрактальный кластер в турбулентной среде имеет собственную частоту колебаний $\tau_6^{-1}$ и может перемещаться по внешнему полю $H_0$, создавая дополнительную анизотропию при наличии ячеечной конвекции. За время $\tau$ движения по полю $H_0$ элементов (кластеров) происходит их смещение на расстояние $R_1$. Эта самодиффузия определяется выражением

$$K = \frac{R_1^2}{6\tau}. \qquad (5.10)$$

Типичное время жизни фрактального элемента определяется выражением

$$\tau = \tau_0 \exp\left(-\frac{W}{\theta_m} t\right), \qquad (5.11)$$

где $W > \theta_m$ — энергия активации фрактальных элементов или кластеров. Она определяется возмущением фонового поля $\bar{H}_0$, и степенью возмущения структурированного поля. Тогда выражение для самодиффузии (Bas et al, 1988):

$$K = \frac{R^2}{6\tau_0} \exp^{-\frac{W}{\theta_m} t}. \qquad (5.12)$$

Рассмотрим, дополнительно, какие свойства появляются в такой среде (плазма с фракталами). Если $\Delta\bar{B}$ — градиент поля $\bar{B}$ (локальное поле), то

$$\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} = \eta_m \nabla \bar{B}, \qquad (5.13)$$

где $h_m$ — магнитная вязкость.

Поток фрактальных элементов при скорости $\bar{V}$ и функции распределения $f$ из статистического уравнения (5.3) будет

$$\phi = \int_{(X)} f x dx = \rho_m < \bar{V} >. \qquad (5.14)$$

Здесь $x$ — эффективный объем фрактальных элементов, $\rho_m$ — объемная концентрация элементов, т.е. $\rho_m = < \int_X f dx >$, $\phi_1$ —

поток элементов при диффузии, $\phi_2$. — общий поток элементов вместе с фоновым полем.

Изменение потока всех элементов за время $\Delta t$ будет

$$\Delta\phi_2 = <\bar{V}> l\Delta t \int_S \rho_m dS\,, \tag{5.15}$$

Движение рассматривается в цилиндрическом поле: $l$ — длина пробега в этом поле за время $\Delta t$; $S$ — сечение цилиндра.

С другой стороны, общая диффузия из (5.13)

$$\Delta\phi_1 = \Delta t \eta_m \int_S \Delta B dS\,. \tag{5.16}$$

Сравнивая (5.15) с (5.16), получаем

$$\frac{|\Delta\phi_2|}{|\Delta\phi_1|} = \frac{<V> l \int_S \rho_m dS}{\eta_m \int_S \Delta B dS} = R_m I_m\,, \tag{5.17}$$

где $R_m = \dfrac{<\bar{V}> l}{\eta_m}$ — магнитное число Рейнольдса. Множитель $I_m$ находим следующим образом:

$$\bar{B} = \sum_i \bar{B}_i + \bar{B}_0 \tag{5.18}$$

или

$$\Delta\bar{B} = \Delta\sum_i \bar{B}_i + \Delta\bar{B}_0 \approx <\Delta\bar{B}> + \Delta\bar{B}\,. \tag{5.19}$$

Здесь $\bar{B}_i$ — поле фрактальных элементов, $B_0$ — фоновое поле.

Тогда

$$\begin{aligned} \int_S \Delta\bar{B} dS &= \int_S \Delta\sum_i \bar{B}_i dS + \int_S \Delta B_0 dS = \\ &= l\int_S \bar{\rho}_m dS + \int_S \Delta\bar{B}_0 dS \approx l\int_S \rho_m dS \end{aligned} \tag{5.20}$$

т. к.

$$\int_S \Delta \bar{B}_0 dS \geq 0 \text{ при } l > 0\,. \tag{5.21}$$

Следовательно, множитель $I_m$ из уравнения (5.17) будет равен

$$I_m = \frac{\int_S \rho_m dS}{\int_S \Delta \bar{B} dS} \geq 1\,. \tag{5.22}$$

Отсюда следует, что т.к. число Рейнольдса для конвективной зоны $R \geq 10^3 \div 10^5$, то магнитный поток, т.е. диффузия, при наличии дискретных элементов будет на несколько порядков больше, чем в однородной среде без дискретных составляющих. Этот результат соответствует наблюдениям диффузии во фрактальной среде (Lowrence, 1991).

Другое характерное свойство плазмы с дискретными фрактальными элементами, это несбалансированность магнитного потока, т.е. $\Sigma\phi_N \neq \Sigma\phi_S$. Для группы пятен такую несбалансированность отмечал еще Hale. Для факелов (флоккулов) проверить этот дисбаланс труднее из-за неопределенности границ факелов и, часто, резкой неоднородности распределения поля в них. Однако такие попытки делались (Де Ягер, 1962). Для активных областей, часто, поток одной полярности в 2÷3 раза превосходит поток другой полярности. Известно, что измерения «Солнце как Звезда» дают некий переменный ряд несбалансированного магнитного потока. Объяснить этот дисбаланс недостаточным пространственным разрешением не удается: с ростом разрешения дисбаланс сохраняется. Понять это можно только с учетом того, что $\Sigma\phi_N \neq \Sigma\phi_S$ отражает изменчивость функции распределения дискретных элементов, которые, как указывалось выше, проектируются на щели магнитографа. Кроме того, в крупномасштабных агрегатах функции распределения могут быть различными. Отметим, что речь идет о дисбалансе потоков магнитной индукции из-за неравенства $\mu_N(r, t) \neq \mu_S(r, t)$, тогда как для напряженности магнитного поля $\Sigma H_N = \Sigma H_S$, что следует из $\operatorname{div} H = 0$.

Наконец, вся динамика явлений солнечной активности (выбросы, струйные движения, и т.д.) контролируется не только

магнитным полем, но и функцией распределения дискретных элементов в плазме. Это легко проиллюстрировать интегралом движения Бернулли в общем виде:

$$P + \frac{1}{2}\rho V^2 + \rho qh + < \mu(r_1 t) > \frac{H^2}{2} = \mathrm{const}\,. \qquad (5.23)$$

Здесь $P$ — давление; кинетическая $1/2\rho V^2$, и потенциальная $\rho qh$, энергии; последний член — энергия поля.

Изменениями последнего члена можно варьировать, другие параметры: давление $P$, кинетическую энергию, высоту слоя (потенциальную энергию), и наоборот, вариации параметров ($P$, $E_{\text{кин}}$, $E_{\text{пот}}$) приводят к изменениям среднего магнитного поля.

Таким образом, наличие дискретного множества магнитонесущих составляющих в фоновой плазме в значительной степени определяет фундаментальные свойства всей магнитоплазменной среды Солнца.

Все описанное выше напоминает процесс упорядочения ферромагнетиков. Принципиальное отличие в нашем случае состоит в том, что нам неизвестна функция взаимодействия фракталов и могут быть получены только коэффициенты дальних корреляционных связей между фракталами и фрактальными кластерами. Иерархия макроструктур на фотосфере, несущих информацию о фрактальных взаимодействиях и структуризации, может быть отождествлена с взаимодействием фракталов не во всей конвективной зоне, или даже не в ее верхней части, где важна ячеечная конвекция. Все это задачи будущей гелиосейсмологии. Приведенное выше должно было только иллюстрировать изменения свойств плазмы с «вкрапленными» фракталами. Такая плазма изменяет характерные значения подвижности, вязкости, теплопроводности и других макропараметров. По-видимому, в солнечных наблюдениях степень влияния фракталов в плазменной среде можно пытаться выявить, изучая динамические явления в хромосфере и короне, степень устойчивости корональных арок и петель и т.д. На то, что фракталы существенно меняют макросвойства плазмы, указывают, например, определения коэффициента диффузии (Lowrence et al, 1995), который оказался на 2—3 порядка выше «классического» в однородной плазме.

В недавнем сообщении на COSPAR-2000, Косовичева и др., отмечалось, что по гелиосейсмологическим данным наблюдается относительно быстрый подъем магнитного поля АО. По измерениям на SOHO, с гелиосейсмическим прибором MDI, (Kosovichev, 2000) на глубине, под фотосферой, $1{,}8 \cdot 10^9$ см в области расположения АО, скорость подъема поля $\sim 1{,}3 \cdot 10^5$ см/с, что выше предсказанного ранее ($\sim 5 \cdot 10^4$ см/с). Наблюдаемое развитие АО показывает, что пятно формируется в результате последовательной концентрации магнитных элементов (MFT). В подфотосферной структуре, наблюдавшейся 20 июня 1998 г., волна возмущения была на треть больше, чем скорость подъема поля. На глубине $\sim 4 \cdot 10^8$ см альвеновская скорость волны возмущения соответствует магнитному полю ~18 кГс. Фрактальное множество, благодаря дальним корреляционным связям между замагниченными фрактальными элементами или кластерами, допускает быстрое распространение возмущения магнитного поля. Это, по-видимому, и отметили гелиосейсмические приборы (Kosovichev, 1999, 2000).

Новое направление исследований фрактальной среды открывает анализ возбуждения и распространения низкочастотных волн (Зосимов, Лямшев, 1995). Использование этого метода исследования солнечной среды, практически, еще не начато. Между тем, даже только экспериментальный факт снижения интенсивности 5-минутных $p$ — волн в АО на $\approx 20 \div 40\%$ указывает на возможное резонансное поглощение $p$-мод колебаний в местах повышенной концентрации фрактальных кластеров. Это может оказаться особенно важным при анализе гелиосейсмологических исследований.

В простейшем виде вопросы колебаний замагниченной плазмы отдельных явлений солнечной активности стояли еще на раннем этапе анализа (Mogilevsky, Shelting, 1969; Могилевский, 1975). В работах (Могилевский, Обридко, Шельтинг, 1972, 1973), в которых впервые обнаружены 3-минутные колебания магнитного поля в пятне, показано, что колебательный режим, в процессе эволюции АО, характеризуется определенным спектром колебаний магнитного поля и скорости. Проведенные на магнитографе башенного телескопа ИЗМИРАН в $60 \div 70$ годах серии колебаний в АО подтвердили предположение, что в процессе эволюции заметно изменяется вид и даже характер спектра колебаний поля и скорости АО.

Можно было ожидать, что характерные изменения спектра колебаний $\bar{B}_{\|}$ и $\bar{V}_{\|}$ могут использоваться для краткосрочного прогнозирования развития АО. Однако, громоздкость в получении спектров и их анализе не позволили тогда довести эту задачу до полного разрешения. Основными трудностями в проведении таких наземных наблюдений являлись: трудно учитываемое атмосферное дрожание, необходимость длительного гидирования, и практическая невозможность получения однородного ряда за несколько часов наблюдений в условиях Подмосковья. К сожалению, ни в одной из многочисленных программ наблюдений на КА нет задачи по получению спектров колебаний АО. Между тем, именно возникновение и эволюция колебаний параметров АО, границ КД, волокон и т.д. несут информацию о спектральной статистической функции фрактального множества данного солнечного объекта, т.е. о самой природе стационарного и возмущенного состояния изучаемого явления на Солнце. Даже такой, казалось бы, простой вопрос — отличаются ли спектры колебаний бессилового и потенциального полей, не поставлен в программах экспериментов на космических аппаратах.

# Глава VI

## О ПЕРВИЧНЫХ ИСТОЧНИКАХ ЭНЕРГИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Эта тема нами неоднократно обсуждалась (Могилевский, 1996, 1998), ибо сколь подробно ни обсуждать свойства фрактально-кластерной среды на Солнце, остается открытым вопрос о том, каков, и где расположен дополнительный источник энергии, которая обеспечивает образование фрактально-кластерной структуры в конвективной зоне и атмосфере Солнца. Это энергия, составляющая всего несколько процентов от общего потока излучения «Солнца как звезды», должна иметь явно циклическую периодичность (2–3-летнюю, 11-летнюю, 22-летнюю, вековую). Если считать, что магнитное поле (т.е. токовые структуры) всех солнечных явлений активности, также как и крупномасштабные магнитные поля, обусловлены динамо-эффектом (наиболее вероятная и более полно разработанная теория), то их источники энергии должны быть либо в основании лучистой зоны, либо на поверхности ядра, где еще действуют условия (температура $T \geq 1{,}5 \cdot 10^7$ K, плотность $\rho_я = 115$ г·см$^{-3}$, свооответствующее обилие водорода и гелия) цепочки термоядерного синтеза $4H \Rightarrow {}^4$He. Вместе с тем, в лучистой зоне должен существовать механизм относительно быстрой транспортировки этой энергии солнечной активности. Из-за большой непрозрачности плотной плазмы лучистой зоны необходимый <u>быстрый</u> энергоперенос, $\approx 10^5 \div 10^6$ с, невозможен. Перенос энергии лучистым излучением на много порядков продолжительней требуемого.

Гелиосейсмологические данные указывают на то, что генерация магнитного поля при динамо-эффекте возможна только вблизи основания конвективной зоны, где производная угловой скорости по времени претерпевает заметное изменение, и существует спиральность ($\alpha$-эффект), из-за различного периода вращения конвективной зоны (в среднем $27^d$) и лучистой

зоны ($\approx 28^d$). Такие условия для $\alpha\omega$-динамо эффекта не существуют глубоко под конвективной зоной. Там могло бы сохраниться только реликтовое магнитное поле (т.е. поле, захваченное и сжатое в процессе формирования Солнца как звезды). Но за время $\approx 5 \cdot 10^9$ лет существования Солнца значение реликтового поля из-за диффузии, как показывают оценки (Китчадинов, 1998), не должно превышать $10^{-7}$ Гс.

Мониторинг интенсивности солнечных нейтрино указывает на квазирегулярные импульсные изменения потока, которые могут быть связаны с условиями вблизи солнечного ядра. Речь идет не о заниженной интенсивности нейтринного потока, который связывают часто с нейтринной осцилляцией в поперечном магнитном поле, например в конвективной зоне, а о реальных флуктуациях нейтринного потока.

В работе (Могилевский и др. 1996), рассматривалась гипотеза распространения тепловых импульсов энергии от границ неоднородного ядра. Существуют ли достаточные обоснования этой гипотезы? На временные вариации в спектре электронных нейтрино $\nu_a$, которые могут указывать на спорадическое появление «горячих пятен» на поверхности ядра Солнца, обратил внимание Bahcall (1993). В общей цепочке термоядерных реакций в ядре Солнца



$$^7\mathrm{Be} + e^- \to {}^7\mathrm{Li} + \nu_e, \qquad (6.1)$$

Энергия солнечных электронных нейтрино $\nu_e$ равна 862,27 кэв, тогда как в лабораторных условиях энергия $\nu_e$ при такой реакции равна 861,84 кэв. Спектральная линия бериллиевых нейтрино $\nu_e$ на Солнце размывается из-за высокой температуры ядра. При спорадическом появлении «горячих пятен», можно ожидать появления «горячих» и «холодных» линий в спектре $\nu_e$. К сожалению, пока эксперименты не позволили уверенно установить такой эффект даже при мощных вспышках (из 19 случаев эффект наблюдался только 3 раза). Требуются дальнейшие наблюдения на новых, высокочувствительных нейтринных телескопах. Теоретически, (Вандакуров, 1993, Bahcall et al, 1982), существование своеобразного «перемешивания» в ядре возможно: оно следует из условий устойчивости ядра на Солнце.

Другим экспериментальным подтверждением существования нестационарного теплового потока от ядра Солнца могут,

в принципе, служить данные о вариациях *g-моды* колебаний, которые мы рассмотрим ниже.

Тепловые импульсы в нелинейной, энергетически открытой плотной плазме лучистой зоны (ЛЗ) могут генерировать цепочку пульсирующих автосолитонов. Они способны, возбуждаясь на частоте *g-моды* ядра, переносить, с локальной звуковой скоростью, тепловую энергию (несколько процентов от общего лучистого потока) к области вблизи границы КЗ/ЛЗ.

Рассмотрим этот вопрос немного подробнее. В зоне лучистого переноса (лучистой зоне) на глубине от 0,7 до $0{,}3R_\Theta$ могут образоваться тепловые дискретные диссипативные структуры, если от поверхности ядра (источник $Q(T)$) распространяется тепловой «импульс»* Общее квазилинейное уравнение, моделирующее образование диссипативных структур в нелинейное среде, предложено математиками ИПМ РАН (Самарский и др, 1987; Курдюмов, 1979, 1983):

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r}\left(W^{NL}(r)\frac{\partial T}{\partial r}\right) + Q(T)\,, \tag{6.2}$$

где $Q(T) = q_0 T^\beta$; коэффициент теплопроводности $W^{NL}(r) = W_0(T)^\sigma$; $q_0$, $W_0$, $\sigma > 0$; $\beta > 1$.

Пространственно ограниченные тепловые структуры возникают при режиме, когда $\beta > \sigma + 1$ (*LS*-режим). Степенная зависимость $W^{NL}$, и $Q$ указывает на фрактальную природу образующихся структур.

В лучистой зоне существует дифференциальное вращение по сферической координате $\theta(r)$, т.е. $\frac{\partial\omega(\theta)}{\partial r} \neq 0$. Это обеспечивает перенос момента углового вращения. Формирование локальных дискретных структур в лучистой зоне может происходить при нелинейной диффузии (из-за наличия градиентов плотности и скорости $V$). Совместное действие теплопроводности и диффузии определяет двухкомпонентность плазмы. Базовая система параболических уравнений структуризации при этом будет

* Термин «импульс» употребляется несколько условно. Это могут быть нестационарные продолжительные «импульсы солнечной активности», и замодулированные, например, квазидвухлетние вариации теплового потока.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r}(W^{NL}(r)\frac{\partial T}{\partial r}) + F_1(T,V,A)$$
$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r}(K^{NL}\frac{\partial T}{\partial r}) + F_2(T,V,A) \qquad (6.3)$$

при начальных условиях

$$T(r,0) = T_0(r_0);\ r \geq 0,3R_{\Theta}$$
$$V(r,0) = V_0(r_0). \qquad (6.4)$$

Здесь нелинейная функция $F_1(T, V, A) \approx F_2(T, V, A)$ — определяет взаимодействие теплопроводности ($W$) и диффузии ($K$), параметр $A$ характеризует внешний энергоисточник: неоднородности $T$ на поверхности ядра, связанные со своеобразным неустойчивым перемешиванием (Вандакуров, 1993). Качественный анализ системы (6.3), проведенный Керпер и Осиповым (1989), привел к представлению об автосолитонах — уединенных тепловых дискретных структурах. Возможны три варианта автосолитонов: стационарные, с бегущим импульсом, и пульсирующие. Для задачи относительно быстрой транспортировки энергии от ядра к основанию конвективной зоны, где она расходуется для возбуждения всех явлений солнечной активности, представляют интерес пульсирующие автосолитоны. Частота пульсации может соответствовать *g-моде* колебаний солнечного ядра (Cristensen-Dalsgard, Berthomien, 1991), и равна $\leq$ 100 mГц. Чтобы обеспечить наблюдаемые явления солнечной активности и вариации светимости, поток энергии, переносимой автосолитонами, должен быть $\geq 10^{29}$ эрг/с. Это $\leq 10^{-2}S_0$, где $S_0$ — общая светимость Солнца. В «стандартной модели Солнца» время энергопередачи, с локальной скоростью звука, пульсирующими автосолитонами (при *g-моде* колебаний) будет $\geq 10^6$ с.

*g-моды* колебаний, идущих из ядра Солнца, пока еще не обнаружены, так как они полностью поглощаются в средней части конвективной зоны. В принципе, колебания из-за неустойчивости автосолитонов, могут происходить и на собственной частоте $\omega_0$, близкой к частоте *g-моды* колебаний.

Быстрый (относительно лучистого переноса, который на $> 10^3 \div 10^4$ медленней) энергоперенос в лучистой зоне (ЛЗ), и

транспортировка к конвективной зоне (КЗ) и фотосфере неустойчивых атомов лития, бериллия, рассматривались, например, в работе Schatzman (1991). Предпологалось, что в лучистой зоне могут возбуждаться внутренние гравитационные волны, связанные с тепловой неустойчивостью.

В проблеме поиска *g-мод* колебаний возможен и другой экспериментальный подход. Ожидаемые периоды *g-мод* $\geq$ 20÷60 минут. Полное их поглощение должно происходить в средней части конвективной зоны. Но продольные *g-моды* колебаний, у основания КЗ и выше, встречают крупномасштабные магнитные структуры. Продольные колебания *g-моды* должны возбуждать (на своей частоте) волны Альфвена в азимутальной компоненте крупномасштабного магнитного поля. Столь низкочастотная волна Альфвена, без существенного поглощения, должна свободно проходить всю часть конвективной зоны и выходить на высоты $\geq$ хромосферы. При наличии локального радиоисточника гирорезонансной природы (над пятнами в АО), пришедшая волна Альфвена дополнительно модулирует излучение радиоисточника, например, на волне $\geq$ 10 см. Многочисленные наблюдения спектров колебаний (например, работы в Н.-Новгороде в НИРФИ, Кобрина 1976, Пахомова 1980, и др.) показали, что наряду с относительно короткопериодными, существуют и долгопериодные колебания с $\geq$ 20÷60 минут. Последние существенно выделяются по своим характеристикам. Еще в 1974 г. появилась работа Wolfa (1974), в которой выдвигалась гипотеза о возбуждении низкочастотных колебаний в спектре локального радиоисточника за счет влияния ядра Солнца. С тех пор к этой гипотезе не возвращались, хотя, как мы видели, это предположение укладывается в нашу схему о первичных источниках энергии солнечной активности.

Колебания низкочастотного радиоизлучения на волне 10,7 см тесно связаны с квазидвухлетними колебаниями общего излучения Солнца (Иванов-Холодный, Могилевский, Чертопруд, 2000). На это указывает статистически полученная, их почти функциональная связь (коэффициент корреляции по стандарту отклонений равен $\geq$ 0,95). С другой стороны, в работах Обридко, Шельтинг (2000), показано, что квазидвухлетние колебания существуют в крупномасштабных магнитных полях. Таким образом, *g-моды* колебаний могут быть выявлены, если

будет доказано, что колебание ядра передается в лучистой зоне автосолитонами, и имеют место возбуждения низкочастотных волн Альфвена на частоте *g-мод* в КЗ. Затем последует их выход в хромосферу, и воздействие (модуляция) низкочастотных колебаний локальной эмиссии радиоисточников и магнитного поля активной области.

Эта схема относительно быстрого энергопереноса от ядра к лучистой, а затем и конвективной зоне, требует, естественно, дальнейшего обоснования. Необходимость, однако, такой (или другой) схемы быстрой транспортировки энергии следует из того, что энергия ядра, которая определяет солнечную активность (~1÷2% от общего светового потока Солнца):

а) Не может зарождаться ни в ЛЗ, ни в КЗ, где нет собственных источников энергии;

б) В процессе медленной транспортировки общего излучения, (описанного уравнением лучистого переноса с учетом поглощения), даже возможная ударная волна постепенно теряет энергию, и эмиссия исчезает. Это значит, что при только лучистой транспортировке энергии, мы не могли бы видеть вариации в ядре и лучистой зоне далекого прошлого. С другой стороны, быстрая эволюция и реализация энергии солнечной активности предохраняет солнечное ядро от нестационарностей, обуславливая общую устойчивость всего Солнца. Регулярно существующие квазидвухлетние вариации солнечной «постоянной» тесно связаны с квадрупольным общим магнитным полем Солнца. Это можно ожидать, исходя из приведенной гипотезы модуляции на частоте *g-моды* радиоизлучения в локальных радиоисточниках. И хотя годовые вариации общего солнечного излучения составляют только 0,3÷0,2%, их тесная связь с солнечной активностью действительно важна для понимания природы процессов быстрого энергопереноса тепла в ЛЗ, и последующих явлений в КЗ, с образованием фрактальных кластеров явлений солнечной активности.

Весь этот круг вопросов о природе первичных источников энергии солнечной активности, хотя он и очень важен для понимания всего, что излагалось в предыдущих главах, мы не будем обсуждать сейчас более детально. Прежде всего потому, что в этой области ведутся еще интенсивные исследования, и, кроме того, это выходит за рамки настоящей монографии.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В книге сделана попытка показать, что наиболее перспективным путем в изучении природы солнечной активности может быть эффективное использование наблюдений с предельно возможным пространственным и временным разрешением. Подобно тому, как в свое время оставались непонятыми природа тепла, электричества и т.д., пока не были развиты методы статистической и атомной физики, так и нынче построение адекватных наблюдениям представлений о природе солнечных вспышек, корональных выбросов масс и т.д. невозможно без развития методов синергетики и фрактального анализа. Они могут позволить понять, как из микроэлементов строятся макроагрегаты явлений солнечной активности. Мы попытались показать это с использованием результатов солнечных наблюдений (наземных, и с приборами на космических аппаратах). В книге приведены, с определенным обоснованием, ряд гипотез и представлений автора о наиболее важных и принципиальных проблемах физики солнечной активности. Автор позволил себе высказать, (иногда недостаточно обосновано) ряд гипотез только потому, что его многолетний опыт показал, что в рамках принятых представлений нет перспективы построения цельной картины образования и развития явлений солнечной активности. Так, например, пользуясь только данными о свойствах солнечных явлений в фотосфере, хромосфере и короне, нельзя даже ставить вопрос о первичных источниках энергии этих явлений. Весьма перспективной стала наука — гелиосейсмология, позволяющая «заглянуть» в недра Солнца. В трактовке данных могут быть полезны общие положения синергетики и фрактального анализа. Автор попытался это частично сделать, понимая, что мы пока можем, в лучшем случае, рассматривать эту проблему «на физическом уровне», а точные рассчеты — дело будущего. И это несмотря на то, что по точности эксперимента гелиосейсмология занимает, по-видимому, первое место в физике Сол-

нца. Гипотеза о солитонной природе солнечных вспышек, являясь альтернативой общепринятым представлениям о процессах магнитных пересоединений, может разрешить многие сложные проблемы солнечной МГД. Однако только в последние годы с достижением высокого (≤1″) пространственного и временного разрешения на КА TRACE можно надеяться найти реальные аргументы в пользу солитонной гипотезы. Но это пока только первые прямые доказательства в пользу нашей гипотезы, которая, в случае достаточного ее подтверждения наблюдениями, может кардинально изменить представления о природе солнечных вспышек.

Аналогичное положение имеет место в понимании природы корональных выбросов масс (CME), возмущений волокон, природы корональных дыр. В рамках фрактально-кластерной теории, которая используется для Солнца, можно понять, например, почему после начала CME в виде эруптивного протуберанца (сугубо локальное возмущение) через несколько часов наблюдается изменение топологии магнитного поля и связанные с этим явления в виде системы активных арок и т.д. на большей части видимого диска и, часто, в залимбовых явлениях. В рамках МГД сплошной среды с учетом большой самоиндукции крупномасштабных токов, определяющих крупномасштабные магнитные поля, глобальные быстрые изменения вообще недопустимы.

Дискретные составляющие (фрактальные элементы и их кластеры) существенно меняют свойства плазмы в конвективной зоне и атмосфере Солнца. Возникает аномальная диффузия на 2÷3 порядка больше обычной; изменяются параметры проводимости, теплопереноса, энерготранспорта. Это подтверждается рядом наблюдений. Только фрактально-кластерные представления объясняют ряд особенностей структур и динамики солнечных явлений: возрастающий дискретный размер «спокойных» явлений в солнечной замагниченной плазме (гранулы, супергранулы, гигантские гранулы и т.д.); огромная подвижность явлений солнечной активности (СА); относительно быстрый энергоперенос и т.д.

Как указывалось выше, существует формальная аналогия в процессах самоорганизации СА, в отборе устойчивых структур, которые формально описываются линейным уравнением

Шредингера. Нам представляется, что это не только формальная аналогия, но еще не до конца понятое физическое родство. Так, в давней работе (Могилевский, 1971) сделана попытка использования феноменологической теории спиновых волн элементарных частиц в обосновании колебательного режима тонкоструктурной магнитоплазмы АО. Возможны и более современные подходы с использованием аппарата квантовой механики, например, толкование стохастической функции распределения фрактальных элементов как вероятностной функции, а ее квадрата — как энергетической меры плотности фрактальных элементов в данном объеме. Возможно, что «принцип соответствия» квантовой механики является связующим звеном с фрактально-кластерной теорией. Конечно, все эти вопросы — дело будущих исследований. Выше мы неоднократно подчеркивали, что солитон — это нелинейная волна (уединенная или система), не взаимодействующая с другим солитоном. Фрактальные элементы — это исходные самоподобные структурные дискретные стационарные образования («частицы») в нелинейной среде. Фракталы, в отличие от солитонов, взаимодействуют между собой, создавая кластеры и макроструктуры, которые по некоторым характеристикам подобны фрактальным элементам. Роднит солитоны и фракталы то, что они присущи нелинейным средам. В диапазоне энергии, имеющей место на Солнце, эти определения верны. Но в квантовой электродинамике при высоких и очень высоких энергиях ($E >> 10^3 \div 10^4$ МэВ) в некоторых работах (сб. «Солитоны в действии» 1981) солитон трактуют как своеобразную частицу, а отсутствие взаимодействия — характерными значениями спинов и т.д. В этом проявляется давняя проблема трактовки понятия «частица-волна» в квантовой механике.

Кажущаяся пока некоторая неопределенность в различии солитонов и фракталов следует из относительной «молодости» этих новых разделов физики нелинейных сред. Для условий на Солнце различие солитонов и фракталов очевидно, несмотря на некоторую их общность. Использование в гелиофизике этих понятий, как нам представляется, не только оправдано, но и необходимо. И это несмотря на то, что требуется изменение общих установившихся представлений о физике явлений солнечной активности. Но сам поразительный факт наблюдаемой

тонкоструктурности солнечной замагниченной плазмы не может быть понят в рамках МГД сплошных сред. Это и было основной целью настоящей монографии.

Поскольку эта книга — монография, а не обзор современного состояния проблемы, то автор счел возможным, в основном, использовать свои (вместе с соавторами) опубликованные работы. Многие работы Рузмайкина А.А., Наговицына Е.Ю., Наговицына Ю.А., Макаренко Н.Г., и многих иностранных авторов, по-разному решавших эту же проблему, нами, к сожалению, не освещены, т.к. это резко увеличило бы объем книги, и она потеряла бы «статус» монографии. Частично это компенсируется большим списком цитированной литературы.

Есть одна особенность в истории квантовой механики, как основного фундамента ядерной физики и энергетики. Понадобилось четверть века для нахождения общих представлений об основах квантовой механики, творцами которой были Планк, Эйнштейн, Де-Бройль, Бор, Гайзенберг, и др. И эти корифеи-физики по-своему толковали дуализм «частица-волна», от Эйнштейновского «Бог не играет в кости», до определенного понятия вероятности — пси-функции ($\psi$), как основной характеристики в квантовой механике. Такова логика науки.

Синергетика и фрактальный анализ завоевали широкую популярность в различных областях: физике, химии, биофизике, геофизике, экологии, социологии, и т.д. всего за два-три десятилетия. В гелиофизике синергетика и фрактальный анализ интенсивно развиваются всего $10 \div 15$ лет. Возможно, что некоторый консерватизм и осторожность в применении этих направлений исследования в гелиофизике связан с тем, что, скажем, фрактальный анализ выступает пока как геометрическое понимание природы (по Мандельброту). Внедряемые аналитические методы, связанные с решением уравнений с дробными производными, приведут к развитию фрактальной физики.

Настоящая монография, как говорилось вначале, не претендует на полноту освещения этой проблемы. Мы считали полезным изложить часть исследований в этой области, которые проводились в ИЗМИРАН в течение примерно трех десятилетий автором в содружестве с другими сотрудниками гелиофизической лаборатории. Достигнутые результаты (новый

подход в понимании солнечных эруптивных явлений, структуры пятен и их комплексов, природы источников энергии солнечных явлений и солнечного ветра и т.д.) показывают, что избранный путь перспективен. Разрешение этих проблем тесно связано, например, с гелиосейсмологией, которая дает информацию о внутреннем строении, в частности, конвективной зоны и первоисточниках энергии солнечной активности. Эффективными могут быть методы изучения нелинейных сред с зарождением, распадом и диффузией маломасштабных элементов при самоорганизации (синергетика) крупномасштабных явлений активности на Солнце. Мы попытались это показать, понимая, что это пока только начало решения проблемы. Важность понимания природы солнечных явлений, определяющих климат и экологию Земли, вариации магнитосферы, ионосферы, биосферы и космической погоды в межпланетном пространстве, не вызывает сомнений. Рассмотренные в книге методы фрактально-кластерного анализа носят общий характер. Они стали широко применяться в геофизике, геологии, океанологии, биофизике, социологии, экономике, и даже в исторических науках. С другой стороны, некоторые результаты по изучению солнечной активности эффективны при анализе ряда нестационарных звезд (например, вспыхивающие звезды типа UV-Кита и др.), звездных ассоциаций, структуризации галактических скоплений и т.д.

Сделав первый шаг в изучении фракталов на Солнце, можно надеяться на получение новых впечатляющих достижений при последующих длительных исследованиях Солнца на КА типа TRACE, SOHO, Johkoh и проектируемых новых КА типа «Солнечный зонд» и КА, с помощью которых можно будет изучать солнечные явления с относительно близкого расстояния (с орбиты Меркурия и др.). Наземные исследования на высококачественных солнечных телескопах, коллективные программы на сети однотипных гелиосейсмических инструментов (например, GONG и др.), программы совместных исследований, например, корональных выбросов масс, тесно связаны с исследованиями на космических аппаратах. В основе анализа этих наблюдений важную роль должны сыграть методы фрактального анализа. Последний должен перейти от фрактальной геометрии к аналитическим методам, в частности,

решению уравнений с дробными производными, определению статистических функций распределения фракталов в различных нелинейных средах и. т.д.

Учитывая новизну и масштабность рассматриваемых проблем, автор смеет надеяться, что книга может вызвать ряд серьезных критических замечаний, а также благожелательных советов. Заранее благодарю коллег, которые не останутся равнодушными к тому, что изложено в книге, и все замечания прошу присылать по адресу: Россия, 142190, г. Троицк Московской области, ИЗМИР РАН, или по электронной почте: Mogi@izmiran.troitsk.ru

Автор благодарит своих соавторов, Обридко В.Н., Шилову Н.С., Иошпу Б.А., Вальчук Т.Е., Ковалева В.А., и других сотрудников гелиофизической лаборатории, без частого обсуждения и сотрудничества с которыми, я бы не рискнул написать эту книгу.

Автор особенно благодарен научному редактору этой монографии, доктору ф.-м.н. Обридко В.Н. и редактору Е.С. Артоболевской за тщательное и внимательное прочтение рукописи. Учет их замечаний позволил внести ряд важных исправлений и уточнений, что, несомненно, улучшило ее содержание.

Автор благодарит Манченко Ю.Р. и Кудревскую Л.М. за их внимательную работу по подготовке рукописи.

Часть работ, вошедших в книгу, выполнены в пределах грантов РФФИ 99-02-18346, 98-02-17128, 96-02-16826, 00-02-1687а.

# ЛИТЕРАТУРА

*Абраменко В.И., Юрчишин В.Б., Карбоне У.В.* // Solar physics. 1998, v. 178, p. 35.

*Абраменко В.И., Вонг Т., Юрчишин В.Б.* // Solar Physics. 1977, v. 174, p. 291.

*Боровик В.М.* // Известия РАН, серия физ. 1995, т. 59, N9, с. 136.

*Вандакуров Ю.В.* // Письма в АЖ. 1993, т. 19, с. 81.

*Власов А.А.* Статистические функции распределения. 1936. М.: ГИЗ, 320 с.

*Власов А.А.* Нелокальная статистическая механика. 1978. М.: «Наука», 264 с.

*Виткевич В.В.* // Астрономический ж. 1960, т. 37, с. 22.

*Гельфрейх Г.Б., Коваль А.Н., Степанян Н.Н.* // В кн.: «Год солнечного максимума» 1981. М.: «Наука», т. 2, с. 193.

*Гершберг Р.Е., Могилевский Э.И., Обридко В.Н.* // Кинематика и физика небесных тел. 1987. Киев, т. 3, N5, с. 5.

*Давыдов В.А., Михайлов А.С.* // Сб. «Нелинейные волны» (ред. Гапонов-Грехов А.В., Рабинович М.Н.). 1987. М.: «Наука», с. 261.

*Ермаков Ф.А.* // Препринт ИЗМИРАН, 1981.

*Зеленый Л.М., Милованов А.В.* // Астрономический ж. 1992, т. 69, с. 147.

*Зеленый Л.М., Милованов А.В.* // Астрономический ж. 1996, т. 73, с. 325.

*Зосимов В.В., Лямшев П.М.* // УФН. 1995, т. 165, N5, с. 325.

*Иванов-Холодный Г.С., Могилевский Э.И., Чертопруд В.Е.* // Геомагнетизм и Аэрономия. 2000, т. 40, N5, с. 25; доклад на симпозиуме JSCS — 2001.

*Иошпа Б.А.* // Symposium IAU, N35, 1968, p. 261.

*Иошпа Б.А., Могилевский Э.И., Обридко В.Н.* // In: «IAU Symposium»1998. N167. p. 393.

*Кадомцев Б.Б.* Коллективные явления в плазме; 1988, М:»Наука», с. 303.

*Камчатков А.М.* // ЖЭТФ. 1982, т. 82, с. 117.

*Кернер Б.С., Осипов А.В.* // УФН. 1989, т. 157, в.2, с. 201.

*Каплан С.А., Пикельнер С.Б., Цитович В.Н.* Физика плазмы в солнечной атмосфере. 1997. М.: «Наука». с. 111.

*Китчадинов Л.Л.* // Известия РАН, серия физическая. 1995, т. 59, N7, с. 3.

*Кобрин М.М.* // Phys. Solariterr. Potsdam. 1976, N2, p. 3.

*Ковалев В.А., Чернов Г.П. Ханаоко И.* // Письма в АЖ. 2001, т. 27, N4, с. 1.

*Коробова З.Б., Могилевский Э.И., Шилова Н.С.* // Astron. and Astrophys. 1991, v. 305, p. 643.

*Коробова З.Б., Могилевский Э.И.* // Астрономический циркуляр. 1991, с. 2.

*Костюшенко И.Г., Тимашев С.Ф.* // Internal bifurcation and chaos. 1998, v. 8, p. 280.

*Курдюмов С.П.* Локализация диффузионных процессов и возникновение структур при развитии в диссипативной среде режимов с обострением. Докторская диссертация. М.: ИПМ. 1979.

*Курдюмов С.П., Малинецкий Г.Г.* Синергетика-теория самоорганизации. Идеи, методы, перспективы. // Сер. математика, кибернетика. М.: «Знание». 1983. 64 с.

*Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. 1982. М.: «Наука». 620 с.

*Ландау Л.Д., Лившиц Е.М.* Механика и электродинамика. 1969. М.: «Наука». 271 с.

*Макаров В.И., Хоманн Т., Книир Ф.* // Solar physics. 1997, v. 175, p. 81.

*Милованов А.В., Зеленый Л.М.* // Phys. Fluids. B. 1993, v. 5(7), p. 269.

*Милованов А.В., Ивашев Л.А., Застенкер Г.Н., Зеленый Л.М.* // Космические исследования. 1996, т. 14, N5, с. 451.

*Михайловский А.Б.* Теория плазменных неустойчивостей. Т. I. 1975. М.: «Атомиздат». 275 с.

*Михайлов А.С., Упоров И.В.* // УФН. 1984, т. 144, в.1, с. 79.

*Могилевский Э.И., Вальд-Перлов М.В., Веллер А.Ф.* // ДАН СССР. 1954, т. 45, N5, с. 957.

*Могилевский Э.И.* // Geodatishe and Geophys. Veroff. 1969, v. 2, N3, p. 45.

*Могилевский Э.И., Шельтинг Б.Д.* // ibid. p. 113.

*Могилевский Э.И., Демкина Л.Б., Иошпа Б.А., Обридко В.Н.* // In: «Proc. Symposium IAU. N35». Budapest. 1967, p. 215.

*Могилевский Э.И., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.* // Астрономический циркуляр. 1972. N669, с. 1.

*Могилевский Э.И., Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.* // Известия ВУЗ.-Радиофизика. 1973. N9, с. 1357.

*Могилевский Э.И., Шельтинг Б.Д.* // Atti del convegno su i comp. Magnetic solar. Firence. 1966, p. 101.

*Могилевский Э.И.* // УФН. 1975, т. 116, с. 545.

*Могилевский Э.И.* // Сб. «Физика солнечной активности». М.: «Наука». 1980, с. 3.

*Могилевский Э.И.* // Phys. Solariterr. Potsdam. 1976. N2, p. 23.

*Могилевский Э.И.* // Кинематика и физика небесных тел. 1986, т. 2, N2, с. 3. Киев.

*Могилевский Э.И., Иошпа Б.А., Ишков В.Н.* и др. (7 соавторов) // Труды Астрономической обсерватории Скальнато Плесо. 1986, т. 15, ч.1, с. 291.

*Могилевский Э.И.* // In: «Solar Maximum Analysis» (ed's Stepanov V.E., Obridko V.N., Smolkov G. Ja.). 1988. Novosibirsk: «Nauka», p. 206.

*Могилевский Э.И., Обридко В.Н., Шилова Н.С.* // Solar Physics/ 1997, v. 176, p. 107.

*Могилевский Э.И., Шилова Н.С.* // Геомагнетизм и Аэрономия. 1996, т. 36, N5, с. 43.

*Могилевский Э.И.* Письма в АЖ. 1994, т. 20, N8, с. 607.

*Могилевский Э.И.* // Сб. «Современные проблемы солнечной активности». 1997, ГАО-РАН, с. 164.

*Могилевский Э.И., Шилова Н.С.* // Известия КрАО. 1998, т. 94, с. 60; с. 72 (ч. II).

*Могилевский Э.И.* // Известия РАН, серия физическая. 1998, т. 62, с. 1996.

*Могилевский Э.И.* // «Solar Magnetic fields». Symposium IAU N43. 1971, p. 480.

*Могилевский Э.И.* // Геомагнетизм и Аэрономия. 1995, т. 35, N6, с. 11.

*Могилевский Э.И., Обридко В.Н., Шилова Н.С.* // Астрономический ж. 1999, т. 79, N4, с. 1857.

*Могилевский Э.И.* // Геомагнетизм и Аэрономия. 2000, т. 40, N3, с. 15.

*Могилевский Э.И., Вальчук Т.Е.* // Геомагнетизм и Аэрономия. 2001 (в печати).

*Мордвинов А.В., Куклин Г.В.* // Solar physics. 1999, v. 187, p. 223.

*Нигматулин Р.Р., Овчинников М.Н., Рябов Я.Е.* // Природа. 1998. N2, с. 61.

*Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.* // Астрономический Ж. 2000, т. 77, N2, с. 124; N4, с. 303.

*Обридко В.Н.* Солнечные пятна и солнечная активность. М.: «Наука». 1985. 208 с.

*Островский А.А.* // Сб. «Нелинейные волны». М.: «Наука». 1989, с. 29.

*Паркер Е.* Космические магнитные поля. Ч. I. М.: «Мир». 1982. 608 с.

*Пахомов В.В.* Кандидатская диссертация. Горький. НИРФИ. 1980.

*Петвиашвили В.И.* // Сб. «Нелинейные волны». М.: «Наука». 1979, с. 5.

*Петвиашвили В.И., Похотелов О.А.* // Физика плазмы. 1988, т. 12, в.9, с. 1127.

*Пригожин И.Р.* От существующего к возникновению (ред. Климантович Ю.Л.). М.: «Наука». 1983. 327 с.

*Салахутдинова В.Н.* // Solar Physics. 1999, v. 179, p. 101.

*Самарский А.А., Галактионов В.А., Курдюмов С.П, Михайлов А.П.* Режимы с обострением в задачах для квазилинейных параболических уравнений. М.: «Наука». 1987. 475 с.

*Самко С.Г., Колбас А.А., Моричев О.И.* Интегралы и производные дробного порядка, и некоторые их приложения. Минск, «Наука и техника», 1987, с. 468.

*Сборник* «Солитоны в действии» (ред. Гапонов-Грехов, А.В., Островский Л.А.). М.:»Мир», 1981, с. 312.

*Таланов В.И.* // В сб. «Нелинейные волны. Самоорганизация» М.: «Наука». 1983. с. 47.

*Теликовский Д.Е.* // ЖЭТФ. 1993, в.4(16), с. 3387.

*Тихомолов Б.П.* // Astrophys. J. 1998, v. 499, p. 905.

*Федер Е.* // Фракталы. 1991. М.: «Мир». 260 с.

*Хакен Г.* // Синергетика иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. М.: «Мир». 1985. 419 с..

*Харстхемке В., Лефер Р.* // Индуцированные шумом переходы. М.: «Мир». 1987. 397 с.

*Храпак А.Г.* // ЖЭТФ. 1989, т. 47, в.8, с. 372.

*Чащей И.В.* // Геомагнетизм и аэрономия. 1988, т. 28, N2, с. 190.

*Черток И.М., Хадсон А., Могилевский Э.И., Обридко В.Н., Шилова Н.С.* // В сб. «Солнце в максимуме активности и солнечно-звездные аналоги» ГАО РАН.Пулково. С. — Петербург. 2000, с. 80; Astrophys. J. (в печати).

*Черток И.М.* // Астрономический ж. 1960, т. 67, N2, с. 409.

*Черток И.М.* // JENAM-2000. М. p.116.

*Чумак О.Г.* // Астрономический циркуляр. 1991. N1546. с. 33.

*Яньков В.В.* // В сб. «Автоволновые процессы в системах с диффузией». ИПФАН.Горький. 1981, с. 128.

*Де Ягер.* // Строение и динамика атмосферы Солнца. 1962. М.: Изд. Иностран. Лит. 280 с.

*Ally J.J.* // Solar physics. 1989, v. 120, p. 19.

*Alexander S., Orbach R.I.* // J. de Phys. Lett. 1982, v. 43, p. L625.

*Amori T., Ally J.J., Lociani J.F., Boulmezacut S.* // Solar Physics. 1997, v. 171, p. 129.

*Barry M.V.* // J. Phys. a. Math. Gen. 1979, v. 12, p. 781.

*Bogdan T.J., Knulker M.* // Astrophys. J., 1989, v. 339, p. 579.

*Brouner M.P., Zwaan C.* // Solar Physics. 1990, v. 129, p. 221.

*Brynilsen M.* et al. // In. «Four Years of SOHO Discoveries some Highlights»(ed's B. Flekk, et al.). Bulletin N102, 2000. p. 78.

*Burlaga L.F.* // Geophys. Res. Lett. 1991, v. 18, p. 1651.

*Burlaga L.F.* // In. «Solar wind seven»(ed's March E., Schwenn R.). 1992, p. 429.

*Bahkall J.N., Huebner W.E., Lubow S.H.* et al. // Rev. Mod. Phys. 1982, v. 54, p. 787.

*Bas P., Tang c., Weissenfeld H.* // Phys. Rev. 1988, v. 38, p. 364.

*Berger T.E., Title A.M.* // Astrophys. J. 1996, v. 463, p. 365.

*Berger T.E., de Portien B., Schrijver C.J., Title A.M.* // Astrophys. J., 1999, v. 519, p. 97.

*Cosmic Winds* and the Heliosphere (ed's: Jokipii J.R., Sonett C.P., Giampapa M.S.). 1997. The University of Arizona Press, Tucson. 1052 p.

*Chae J.* // Preprint BBSO. N1057. 1999.

*Christensen-Dalsgaard J., Berthomien G.* // In «Solar Interior and Atmosphere» (ed's Cox A.N., Livingston W.C., Matthews M.S.). 1991. The university of Arizona Press. Tucson. P.401.

*Callagher P.T., Williams D.R., Phillips K.J.* et al. // Solar Physics. 2000, v. 195, p. 365.

*Golub L., Maxson C., Rosner* et al. // Astrophys. J., 1980, v. 238, p. 343.

*Gaizauskas V., Harvey N.L., Proulx M.* // Astrophys. J. 1994, v. 422, p. 883.

*Debner G.* // Mitt. Astron. Ges. 1962, v. 27, p. 148.

*Dziembowski W.A., Goode P.R., Kosovichev A.G., Schou J.* // Astrophys. J., 2000, v. 537, p. 1026.

*Hulbert M.E.* // In: «The role of fine-scale fields on the structure of the solar atmosphere» (ed's Schroter N.E., Vazquez M., Wyller A.A.). Cambridge Univers. Press. 1987, p. 210.

*Higuchi T.* // Physica. 1988. D31, p. 277.

*Krishan V., Mogilevsky E.I.* // In «Basic Plasma Processes on the Sun» (ed's Priest E.R., Krishan V.). Kluwer Acad. Publ. 1990, p. 125.

*Kosovichev A.G.* // In «Bulletin ESA» N102. 2000, p. 75.

*Kosovichev A.G., Schou I.* et al. // Solar Physics. 1997, v. 170, p. 125.

*Kosovichev A.G., Zharkova V.V.* // Solar Physics. 1999, v. 190, p. 459.

*Lawrence L.K.* // Solar Physics, 1991, v. 135, p. 249.

*Lawrence L.K., Cadarin A.C., Rusmaikin A.A.* // Astrophys J., 1995, v. 455, p. 36.

*Lu E. a. Hamilton R.I.* // Astrophys J., 1991, v. 380, p. L89.

*De Luka E.E., Gilman P.A.* // In «Solar interior and Atmosphere» (ed's Cox A.N., Livingston W.S., Matthews M.S.). 1991. Univers. Arizona Press. Tucson. p. 275.

*Magata T., Shibata A., Jokoyama T.* // Astrophys. J. 1997, v. 487, p. 446.

*Mandelbrot B.B.* // The fractal geometry of Nature (ed. Freman W.H.). New York. 1982. 467 p.

*Martin S., Zirker J.B., Harvey K., Gusunska R.* // Solar Physics. 1997, v. 175, p. 25.

*McIntosh P.S.* // In. «The solar cycle»(ed. Harvey N.L.). 1992. Astron. Soc. Pasific San Francisko. p. 14.

*Mouradian Z., Martres M.J., Soru Escant A.* // Astron. and Astrophys. 1988, v. 199, p. 318.

*Ofman L., Dorilo I.M.* // Astrophys. J. 1997, v. 471, p. 357.

*Parker E.N.* // Astrophys. J. 1995, v. 440, p. 415; v. 433, p. 867.

*Parker E.N.* // Interplanetary dynamical Processes. 1963. New York. 289 p.

*Parker E.N.* // In «Cosmic Winds and the Heliosphere» (ed's Jokipii J.R., Sonett C.P., Giampapa M.S.). 1997. The University of Arizona Press. Tucson. p. 3.

*Patron J., Hill F.* et al. // Astrophys J. 1995, v. 455, p. 746.
*Priest E.* // Solar Magnetohydrodynamics. D. Reidel P. Co. 1982, p. 589.
*Perdang I.* // Vistas in Astronomy. 1990, v. 33, p. 249.
*Pustilnic I.A.* // Astrophysics and Space Science. 1997, v. 252, p. 325.
*Robinson P.E.* // Phys. Rev., 1994, v. 49, p. 3919.
*Sweet P.A.* // Ann. Rev. Astrophys. 1969, p. 69.
*Spruit H.C., Schusler M., Solanki S.K.* // In «Solar interior and Atmosphere»(ed's Cox A.N., Livingston N.S., Matthews M.S.). The University Arizona Press. Tucson. 1991, p. 890.
*Stenflo J.O.* // Astron. Astrophys. Rev. I. 1989, p. 3.
*Sturock P.A., Holzer T.E.* et al. // Physics of the Sun. v. II.D. Reidel Pub. Co. 1986. p. 356.
*Schrijver C., Zwaan C., Balke A.C.* et al. // Astron. a. Astrophys. 1992, v. 253, p. L1.
*Schrijver C., Title A.M., Berger T.E.* et al. // Solar Physics. 1999, v. 187, p. 261.
*Schmieder B., Deng J.J., Engvold E.* et al. // Solar Physics. 2000, v. 195, p. 347.
*Schatzman E.* // In «The Solar Interior «(ed's Cox A.N., Livingston W.C., Matthews M.S.). 1991. The University of Arizona Press. Tucson. p. 192.
*Sreenivasan S.R.* // Astrophysics and Space Science, 1977, v. 51, p. 341.
*Sreenivasan S. R, Tompson D.L.* // Physics. 1974, v. 78, p. 321.
*Wills-Davey M.J., Tompson B.I.* // Solar Physics. 1999, v. 187, p. 261.
*Wolf C.L.* // Astrophys. J. 1974, v. 193, p. 721; v. 194, p. 489.

Научное издание

*Могилевский Эммануил Израилевич*

**ФРАКТАЛЫ НА СОЛНЦЕ**

Редактор *Е.С. Артоболевская*

ЛР № 071930 от 06.07.99.

Подписано в печать 20.10.2001. Формат 60×90$^1/_{16}$.
Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 9,5.
Уч.-изд. л. 9,5. Тираж 300 экз. Заказ .

Издательская фирма «Физико-математическая литература».
117864, г. Москва, ул. Профсоюзная, 90.

Отпечатано в ППП «Типография “Наука”» РАН.
121099, г. Москва, Г-99, Шубинский пер., 6.